原子能

Атомная
Энергия

Июль
1960

11
1960

中国科学院原子核科学委員会編輯委員会編輯
科 学 出 版 社 出 版

目　录

簡　报

科　技　新　聞

新　书　介　紹

СОДЕРЖАНИЕ

СТАТЬИ

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

НОВОСТИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

БИБЛИОГРАФИЯ

СОДЕРЖАНИЕ

ноябрьского выпуска журнала "Атомная энергия" за 1960 год

СТАТЬИ

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

НОВОСТИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

БИБЛИОГРАФИЯ

以上为苏联 Атомная энергия 杂志 11 月份目录

論均勻型沸騰反应堆的稳定性理論

爱尔什列尔 (Б. В. Эршлер)
道 尔 林 (Б. З. Торлин)
苏沃洛夫 (Л. Я. Суворов)

本文中导出了考虑水-慢化剂体积沸騰特点的均勻型沸騰反应堆动力学方程．指出了可以表征反应堆工况的参数，描述了当稳定性破坏时发生的脉冲工况，并探討了某些因素对于稳定性的影响．

均勻型沸騰反应堆在水-慢化剂中所含蒸汽体积的变化，对反应性的影响很大，它可使工况不稳定，所以，半定量地或者甚至于定性地估計一下各种因素对于反应堆工作稳定性的影响是很重要的．为此，我們来探討这种反应堆的稳定性簡化理論．

在我們的工作条件下，蒸汽的主要部分不是在靠近壁处产生的，而是在液体体积內产生的．由于缺乏这种体积沸騰的成熟理論，因此难以写出反应堆动力学方程．下列一些計算可作为一次近似值来利用．

蒸汽核难以形成是体积沸騰的特点．例如，根据我們的試驗，在过热 10—20℃ 的情况下，为了在 10 毫升的水或溶液中形成蒸汽泡，至少需要几个小时，甚至于液体体积內鈾原子核的裂变，也不能显著地加速此过程．水中氧化鈾粉末的存在，也不起影响．在文献 [1] 中也进行了类似的观察．另一方面，当以相当的強度把热量加入液体体积中时，在过热仅为几度的情况下，就可以造成比較稳定的体积沸騰．从这两个事实的对比，可以得出，稳定的体积沸騰不应該与常常在文献 [2, 3] 中所描述的核蒸汽起源的扰动机理相联系，这个机理要求相当大的过热．扰动机理既然不存在，因而新的汽泡的产生，是由于大的汽泡被液体渦流打碎而引起．这种沸騰的流体动力学机理，有别于扰动机理，它并不要求大的过热．可以引述一些数据来說明这些論点．

不含有汽泡和汽泡发生中心的水或盐溶液，在大气压的情况下，有时能加热到 200℃ 而并不沸騰．由于均勻型沸騰反应堆設計工作的进行，这些在上一世紀就被許多学者所描述的观察[4] 更大大地扩展了[1,5]．通过观察証明，体积沸騰的稳定的"初生"机理(即在深水处形成气泡)是不可能的．然而，当对于水的体积进行連續強烈的电解加热，而又严密地防止电解气体的气泡进入水內时，不可能使液体过热超过 10—15℃ 而不发生可見的沸騰．这些試驗在以后将得到更詳細的叙述．它們指出了沸騰的流体动力学机理的現实性．

为了推导具有这种沸騰机理的反应堆动力学方程，我們用 $V_п$, $M_п$, $\gamma_п$ 分別表示慢化剂內蒸汽的体积，重量及密度；$V_ж$, $M_ж$, $\gamma_ж$——液体的体积，重量及密度；$H_ж$——无沸騰时反应堆內液体高度；S——反应堆截面，反应堆是垂直布置的圓柱体．此外，采用符号 $\varphi = \frac{V_п}{V_п + V_ж}$ 及 $\nu = \frac{V_п - (V_п)_0}{(V_п)_0}$．角碼 0 在一切情况都表示，該相应量的值是对于反应堆稳态工况而取的．我們假定值 $M_ж + M_п$ 是常数[1)]，換句話說，即 $M_ж$ 是常数，这是因为 $M_ж \gg M_п$.

反应堆內的温度，中子通量及蒸气汽的分布假設是相当均勻的，并可以用对整个体积不变

1) 假定蒸气从液体逸出后，立刻凝固与返回活性区．

的某些平均值代替．某些关于均匀型沸騰反应堆静力学的計算（考虑了活性区体积内气泡分布的不均匀性）表明，上述近似值是允許的．

我們把水的过热 Δt 表示为两項之和：

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2.$$

式中，Δt_1——水对于气泡内蒸汽的过热，Δt_2——气泡内的蒸汽对于反应堆液面上部蒸汽的过热．水的温度 $t = t_0 + \Delta t$，式中 t_0——反应堆液面上部飽和蒸汽的固定温度．

在沸騰流体动力学机理中，所有气泡的半径都滿足不等式：

$$r \gg \frac{2\sigma}{P},$$

式中 P——飽和蒸汽压，σ——表面张力．

蒸发水向气泡輸热的速度为：

$$w = k 4\pi r^2 \Delta t_1, \tag{1}$$

式中 k——r 和沸水流体动力学工况的函数[1]．因为在沸騰流体动力学机理中，不应該有很大的气泡存在（由于其遭到粉碎），也不应該有很小的气泡存在（由于沒有初生点），所以可以近似地假設 r 为常数．这样，每秒鐘产生气泡的耗热量为

$$W_1 = \frac{V_{\text{п}}}{\frac{4}{3}\pi r^3} w,$$

或

$$W_1 = \frac{k}{\frac{1}{3} r} V_{\text{п}} \Delta t_1 = f_1 V_{\text{п}} \Delta t_1{}^{2)}. \tag{2}$$

由此，考虑到反应堆热功率 Q 仅消耗于两种过程上——过热 Δt 的增加以及产生蒸汽 W_1，我們得到热中子通量 N、过热及 $V_{\text{п}}$ 的关系方程式，

$$Q = f_2 N = C\Delta t + f_1 V_{\text{п}} \Delta t_1. \tag{3}$$

式中，f_2——比例因子，C——活性区蒸气与水的总热容量．显然，$f_2 = \varepsilon\sigma_5 N_5$，式中 ε——U^{235} 一次裂变时所释放的能量；σ_5——U^{235} 热中子裂变截面；N_5——活性区内 U^{235} 的原子核数．

从每平方米水面上所产生的蒸汽的容积流量 W_2，即每秒鐘通过每平方米被气泡飽和的液体表面的蒸汽容积，等于 $a\frac{\varphi}{1-\varphi}$，式中 a——常数．因为 $\frac{\varphi}{1-\varphi} = \frac{V_{\text{п}}}{V_{\text{ж}}}$，所以从慢化剂全部表面产生蒸汽的重量流量为：

$$W_3 = \gamma_{\text{п}} W_2 S = \gamma_{\text{п}} \frac{aS}{V_{\text{ж}}} V_{\text{п}} = f_3 V_{\text{п}}. \tag{3a}$$

显然，$f_3 = \frac{(\gamma_{\text{п}})_0 a S^{3)}}{M_{\text{ж}}/(\gamma_{\text{ж}})_0}$．由此可得出計算水汽混合物中蒸汽重量变化的方程式：

$$\dot{M}_{\text{п}} = \frac{1}{l} f_1 V_{\text{п}} \Delta t_1 - f_3 V_{\text{п}}, \tag{4}$$

式中 $M = V_{\text{п}}\gamma_{\text{п}}$，$l$——蒸发热．如果不忽略因温度的小范围波动所引起的 $\gamma_{\text{п}}$ 的改变，則可将下式代入方程式(4)：

$$\dot{M}_{\text{п}} = \dot{V}_{\text{п}}\gamma_{\text{п}} + V_{\text{п}} \frac{\partial \gamma_{\text{п}}}{\partial t} \Delta t_2.$$

1) k——相当于每一平方厘米气泡表面的、气泡周围冷水薄层的导热系数．在靜止水中 k 仅取决于 r[5,6]．当渦流強度增加时，薄层的厚度減小，而 k 增加．

2) 由此可見，常数 f_1 之值取决于水流状况，以后仍将詳細探討．

3) 包含在 f_3 内的常数 a 与温度有关，它由文献 [7] 得出．反应堆运行时 $\gamma_{\text{п}}$ 及 $\gamma_{\text{ж}}$ 不大的变化可以忽略，而認为 f_3 是常数。

为了計算慢化剂质量的慣性，应該指出，当按流体动力学机理而沸騰的水汽混合物的液面静止时，气泡内部的蒸汽压力 $P_\text{п}$ 实际上与液面上部压力 P 相等[1]，所以

$$\Delta P = P_\text{п} - P = 0.$$

当由于 $V_\text{п}$ 增长，液面以加速度 $\ddot{x}$ 而垂直运动时，对于維持这个运动的压力差 ΔP 可写出：

$$\Delta P = \frac{M'}{S}\ddot{x} = \frac{\frac{1}{2}\frac{M_\text{水}}{g}}{S}\ddot{x}, \tag{5}$$

式中 M'——有效运动质量[2]

因为 $\ddot{x} = \frac{(V_\text{п})_0}{S}\ddot{V}_\text{п}$，而当 Δt_2 值不大时，$\Delta P = \frac{\partial P}{\partial t}\Delta t_2$，则由方程(5)可得

$$\left(\frac{\frac{1}{2}\frac{M_\text{水}}{g}}{S\,\partial P/\partial t}\right)\ddot{V}_\text{п} = f_4\ddot{V}_\text{п} = \Delta t_2, \tag{6}$$

式中 f_4——常数，$\frac{\partial P}{\partial t}$ 值可查表而得．方程式(6)中估計了为必須克服慢化剂质量慣性所引起的过热 Δt_2.

在反应性 Δk 为小值的情况下，中子通量与緩发中子源浓度的时間关系方程式，具有如下形式

$$\dot{N} = \frac{\Delta k - \sum_i \beta_i}{T}N + \sum \lambda_i C_i, \tag{7}$$

式中 C_i, λ_i, β_i——分别为反应堆內第 i 羣緩发中子源的密度，衰变常数，以及 U^{235} 一次裂变的产額；T——热中子有效寿命．在均匀型沸騰反应堆中，$T = T_{\varphi=0}(1-\varphi)^{-1}(1-\varphi v)$．如果在燃料量不变的条件下、反应堆內介质密度变化范围不太大时，則可証明在年龄近似值中的反应堆的反应性

$$\Delta k = -K\varphi_0 v\left(1 + \frac{1}{2}\varphi_0 v\right),$$

而且

$$K = 2\left(\frac{2.4}{K_\text{有效}}\right)^2\left(\tau + \frac{L^2}{1+\alpha^2 L^2}\right),$$

式中 $K_\text{有效}$——反应堆有效半径；τ——热中子年龄；L——热中子扩散长度；α^2——圓柱形反应堆几何曲率[8].

方程式(3)，(4)，(6)，(7)描述反应堆随时間改变的状况．在对它們进行分析时，更方便的是采用无量綱变数 v，$P = \frac{N}{N_0}$ 及 $t = \frac{\Delta t}{\Delta t_0}$ 来代替 $V_\text{п}$，N 及 Δt，式中 Δt_0——水过热的稳态值．为計算 f_1, f_2, f_3, f_4 等常数，取定了 $S = 2$ 米^2，$M_\text{水} = 2000$ 公斤．計算常数的方法从相应的方程式中就可明白．

在探討这些常数时，很显然有下列情况．

常数 f_2, f_3, f_4 单值地取决于水-慢化剂的温度及反应堆尺寸．的确，$\sigma_5, a, \gamma_\text{水}, \gamma_\text{п}$ 及 $\partial P/\partial t$ 等量（根据这些量，常数可以从相应的方程式算出），仅是温度的函数，并可以从熟悉的表及文

---

1) 当探討个別静止的、其半径变成大大超过临界值(即 $r \gg 2\sigma/P$)的气泡成长时，可以忽略慣性力[5,6]以及表面张力．

2) M' 值的数量級为反应堆內的水量，显然，$M' \leqslant \frac{1}{2}\frac{M_\text{水}}{g}$．分析时我們选取了保持稳定性最困难的条件，采納了 M' 的最大值，因为稳定性随着 M' 的增长而降低．順便指出，在我們得出的近似式中，液体体积內任意点的 φ 被认为是常数，因而等式 $M' = \frac{1}{2}\frac{M_\text{水}}{g}$ 就成立．

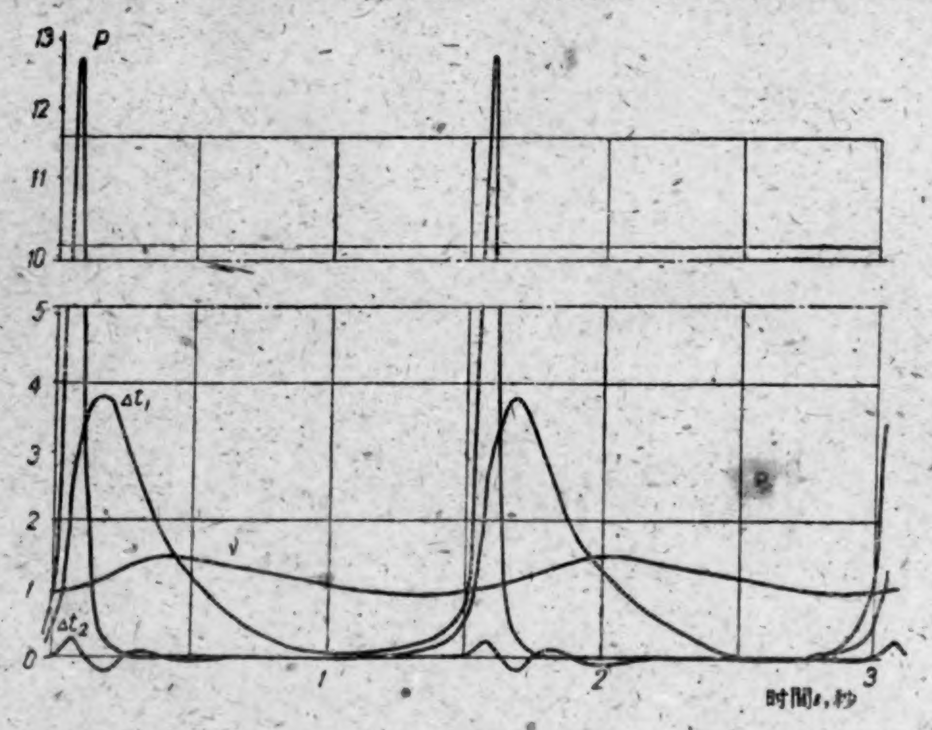
献[7]中查得．其他为計算这些常数所需的量，即 S，$M_{\text{зк}}$ 及 N_5、为反应堆尺寸及装載量所給定．

常数 f_1 不能从任何参数表中查得，而应加以特別探討．因此首先指出，当温度不变时，$f_1 = \frac{W_1}{(V_{\text{п}})_0 \Delta t_0}$，或者 $f_1 \simeq \frac{1}{\Delta t_0}$．当把方程式(2)，(3a)及恆等式 $\Delta t_1 = \Delta t_0$ 加以联合时，这些关系即可得到．恆等式 $\Delta t_1 = \Delta t_0$ 的存在，对于稳态沸騰工況是很显然的．这样，Δt_0 及 f_1 值，如上所述，单值地为方程(1)及(2)所决定、也就是由活性区內水流情況来决定．同时，可定性地知道，当沸騰慢化剂涡流运动增強时，f_1 值增加，而 Δt_0 減小．对于各种不同水流情況的 Δt_0（或 f_1）的数值，目前尙不知道．但是，即使存在着这种不确定的情況，利用計算出的 f_2，f_3，f_4 等值，分析前面列出的动力学方程式，也可以查明沸騰反应堆的某些重要性能．作这样的分析时，Δt_0 值应当是任意給定的，作为反应堆工況可变参数之一．

其他参数为功率（由 $(V_{\text{п}})_0$ 及 φ_0 值所表征）及温度．

在給定的 Δt_0 及 $(V_{\text{п}})_0$ 值以及算得的 f_2，f_3，f_4 值的情況下，对于方程式(3)，(4)，(6)及(7)的分析表明，当系統在显著的功率极限（$0 < \varphi_0 \leqslant 0.25$）內稳定时，則 Δt_0 值也有一定的范圍．在我們选定反应堆尺寸时，这个相当于稳定工作的 Δt_0 的范圍，改变在十分之几度到几度之間．它的上限随着压力的增高而升高．当 Δt_0 值越出这个范圍时，无論是在較高的过热区域或是在較低的过热区域，綫性近似的分析表明，即使功率很小，稳定性也消失．如果功率超出某一极限値，即使过热 Δt_0 尙处于相应的稳定工況的范圍內，稳定性也消失．这个功率极限値随着 Δt_0 的增加而变小．

失去稳定性时，系統以脉冲工況工作，图中表示了在这种工況下 P，ν，Δt_1 及 Δt_2 等量随时間而改变的典型情況．在脉冲工況下，所有参数的振幅大小随着 Δt_0 的增加而增加．



在均匀型沸騰反应堆典型的脉冲工況下，功率相对値 P、过热 Δt_1 和 Δt_2 以及水中蒸汽相对体积 ν 的变化．

在 Δt_0 足够大的情況下（～10℃），当扰动小时系統保持稳定的区域，可能同时就是当引入足够大的扰动后系統維持以稳态脉冲工況工作的区域．这样，当 Δt_0 相当大时，出現双工況区域．值得指出，在大的过热情況下，当功率減小时，这样的脉冲工況也可能不消失．使系統由稳定工況轉入脉冲工況的扰动值，随功率的減小而增大．

如上所述，压力增加时，过热值(当低于此过热值时系統在所有已經研究过的功率范围內保持稳定)大大地增加．此外，在过热相同的情况下，当压力大时脉冲工况的振幅变小，而当压力小时(5个絕对大气压左右)則变大．

这些結果的物理意义如下．反应堆动力学由取决于沸水运动情况的 Δt_0 值来决定；Δt_0 随着涡流运动的加強而減小．在剧烈运动时，Δt_0 值可能变为极小，而在不剧烈运动时变为极大．在这两种情况下，Δt_0 可能越出稳定工作范围的界限．

因此，可以通过对液体涡流运动的促进或阻碍，来改善动力稳定性．这可以用改变活性区几何形状和引入隔板等方法来实現．

应該指出，在推导动力学方程式时，作了許多通常使稳定性变劣的簡化．例如，沒有估計水运动机械能的散逸，沒有考虑到 Δt_0 在功率增加时随着水涡流运动的加速而減小(这可使功率的工作范围扩大)，除了流体动力学机理外，未考虑其他的沸騰机理等等．因此，在作这一分析时，我們尽可能地选择了对于保持反应堆稳定性較困难的条件．

結　　論

1. 在均匀型沸騰反应堆中，当过热不大时(几度)，可以存在沸騰流体动力学机理．

2. 在沸騰流体动力学机理中，稳态过热值 Δt_0 决定于反应堆內发生的沸水运动状况．Δt_0 值可以看作是这个状况的特性．

3. 对具有沸騰流体动力学机理的反应堆的动力学方程式所进行的分析表明，Δt_0 值存在有一定范围，此范围在頗大的功率幅度內符合于稳定的工况．当 Δt_0 值越出这个范围的界限时，稳定性消失，即使在功率很小的情况下，也发生脉冲工况．Δt_0 范围的上限随压力的增加而增高．

4. 稳定性随着慢化剂中蒸汽含量的減小、Δt_0 的減低以及压力的增加而增高．

5. 在脉冲工况下，所有参数的变化范围随着在水流动状况不变情况下压力的增加而減小．

6. 测量过热可做为研究体积沸騰的方法．

方程式的分析是由伊里娜 (И. Л. Ильина)，克龙罗特 (А. С. Кронрод)，利雅波娃 (З. С. Рябова) 进行的．他們作了繁复的計算和結果的分析．作者表示深切的感謝．計算的主要部分是用别斯松諾夫 (Н. И. Бессонов) 設計的 PBM 計算机进行的．

阿里哈諾夫 (А. И. Алиханов) 和加拉宁 (А. Д. Галанин) 一貫关心这項工作并提出了宝貴的爭論，作者在此向他們致以謝意．

参　考　文　献

[1] I. Ghormley: *Nucl. Energy*, **6**, 300 (1958).
[2] Я. И. Френкель: Кинетическая теория жидкостей. М—Л., Изд-во АН СССР, 1945.
[3] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц: Теоретическая физика. Т. 4—Статистическая физика. М., физматгиз, 1958.
[4] О. Д. Хвольсон: *Курс физики*, т. III. Госиздат, 1925, стр. 510—511.
[5] M. Plesset, S. Zwick: *J. Appl. Phys.*, **25**, 493 (1954).
[6] M. Forster, N. Zuber: *J. Appl. Phys.*, **25**, 479 (1954).
[7] А. И. Филимонов и др: *Теплоэнергетика*, № 10, 22 (1957).
[8] А. Д. Галанин: Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1959.

利用过热蒸汽的鈾-石墨反应堆的原子能电站起动工况的研究

道尔戈夫 (В. В. Долгов)　科兹洛夫 (В. Я. Козлов)
科契特科夫 (Л. А. Кочетков)　苏德尼岑 (О. А. Судницын)
烏沙科夫 (Г. Н. Ушаков)

本文叙述了利用直接在反应堆內过热蒸汽的鈾-石墨反应堆的原子能电站起动工况的研究結果。研究工作是在第一个原子能电站的汽水試驗系統中进行的。对試驗系統和各种起动方法作了描述，援引了实驗工作的結果，指出各种起动方法的优缺点。根据它們的比較分析作出結論：所述类型的原子能电站可以在不加外来蒸汽源的条件下起动。

已經决定，在一座正在施工的利用鈾-石墨反应堆的原子能电站，采用直接在反应堆內过热蒸汽的双迴路工艺流程[1]。工艺流程的第一迴路包含一組反应堆的蒸发孔道，处在140—150个絕对大气压下的沸騰水(出口处蒸汽的重量含量～33%)从这些孔道中把热量带走。第二迴路包含一組蒸汽(利用第一迴路的热量在蒸汽发生器中在100个絕对大气压下产生的蒸汽)过热孔道。

所研究的工艺流程在热工学的实践中过去并沒有采用过，为了制定这种流程，須要研究它的工作特性以及研究一系列与两个迴路中的物理过程有关的問題就是很自然的事了。

在应該研究的許多物理問題中有：在此种反应堆的特殊条件下，反应堆內載热剂的沸騰对反应性和載热剂的流体动力学的影响等問題。研究結果有一部分已在文献[2,3]中闡述过。

許多工艺問題（反应堆孔道內蒸汽过热工况和电站各种起动方法等問題）也是应該研究的。

能否直接在反应堆內过热蒸汽，取决于在过渡工况中、特别是从零値提升功率时，蒸汽过热孔道（ППК）能否取得可靠的冷却。由于在提升功率的瞬間反应堆还处在“冷”态，冷却ППК所必需的蒸汽还沒有，因此对于在第二迴路中取得額定参数的問題，可以提出两种原則上不同的工况。第一种是利用外来蒸汽源的起动，此时在反应堆功率上升的初始期間內ППК就用这个源的蒸汽冷却；第二种是沒有外来蒸汽源的起动，此时ППК用第二迴路的載热体(水逐步被蒸汽所替換)来冷却。

本文叙述了对各种不用外来蒸汽源起动的方法的研究。

研究工作是在第一座原子能电站的反应堆上的特殊汽水試驗系統[1)]中进行的。

图1示出了双迴路試驗系統的原理图，它基本上与未来的原子能电站的系統[1]是类似的。

利用原子能电站反应堆的十个工艺孔道作試驗系統第一迴路的蒸发孔道。为了消除这些孔道中水流量的扩张和波动，在每个释热元件管子进口处都装有直径为2.4毫米的节流垫圈。垫圈的直径是在研究了反应堆沸騰工况下工作的单个孔道以及一大組孔道（51个）[2,3]以后选择的。

---

1) 术語“試驗系統”是指这样一个試驗装置，它包括一个或几个释热元件，再加上带泵和冷却器的循环迴路，冷却器是用来带走元件放出的热量的。

第二迴路中作为蒸汽过热孔道的是原子能电站反应堆的三个工艺孔道（在有些試驗中是两个），但是其中 U^{235} 的浓度比蒸发孔道的低．为了保証过渡工况下工作时的流体动力的稳定性，在所有 ППК 释热元件管子的进口处都装有直径 2.8 毫米的垫圈．垫圈的直径經过初步試驗后选定．

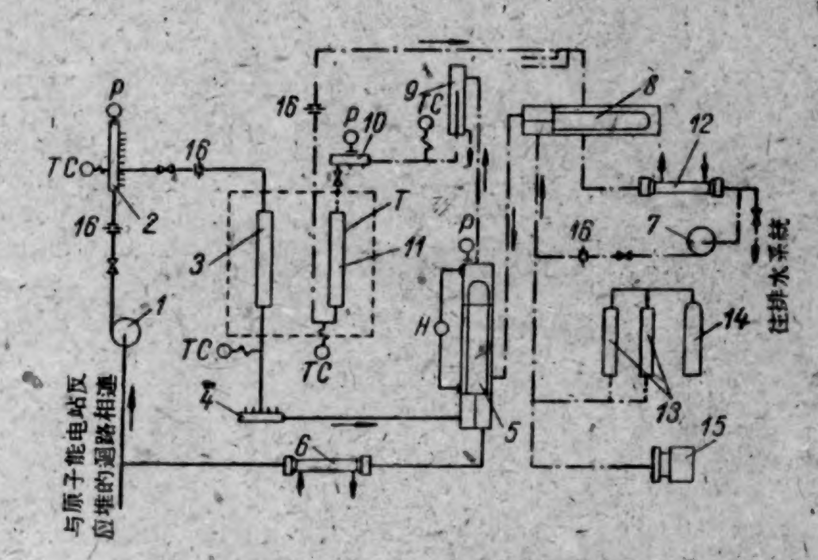


图 1　双迴路試驗系統原理图

1——第一迴路水泵；　2——第一迴路分配联箱；　3——蒸发孔道；　4——第一迴路集合联箱；　5——蒸发器；　6——冷却器；　7——第二迴路水泵；　8——再生热交换器；　9——薄膜式分离器；　10——第二迴路分配联箱；　11——蒸汽过热孔道；　12——冷却器；　13——容积补償器；　14——压縮空气瓶；　15——补給水泵；　16——流量計孔板；　———第一迴路；　—·——第二迴路；　*TC*——电阻温度計；　*T*——热电偶；　*P*——压力表；　*H*——水位計．

热工参数的测量按照图 1 所示的原理图进行．决定这种或那种起动方法安全程度的主要参数是 ППК 释热元件的外壁温度，它用特殊热电偶测量．

在汽水試驗系統中检驗了三种从“冷”态过渡到过热蒸汽工况的方法．

第一种方法． 在提升功率前，在 ППК 中先用水循环，其重量流量比額定蒸汽流量大 3—5 倍．第一和第二迴路的水压以及第一迴路的水流量都調整到額定值．在 ППК 出口处达到飽和温度以前，迴路的加热只是依靠提升反应堆功率的办法，而不对热力系統中的設备和附件进行任何操作．应該指出，反应堆功率增长的这个阶段可以随着时間延长下去，它并不引起第二迴路水的流量和压力发生重大变化；所以它实际上与第一迴路的加热工况沒有什么区别．

从 ППК 出口温度达到飽和温度的时候开始，由于在所研究的試驗系統中再生热交换器工作特性的影响，第二迴路加热过程开始加速进行．此时反应堆功率略微增加并使 ППК 中的水换为汽水混合液，以后再换为蒸汽．过渡过程按下列方式进行：ППК 进口处水温的增长导致了 ППК 出口处蒸汽含量的增加，同时，也由于流体阻力的增长，以及作为其結果的載热剂流量的减少，使得孔道中蒸汽含量进一步增加．此时一部分水用排气的办法从第二迴路排走．过渡过程結束阶段的标志是蒸发器中水位的显現和降低，此时近乎干的飽和蒸汽开始进入 ППК．蒸发器中水位的显現常常带来压力的增长和各个孔道載热剂流量的稳定．只是在此之后才发現释热元件温度以及 ППК 出口处蒸汽温度急剧的、具有危机性的增长．在这个时候过渡过程实质上才告結束，并确定了稳定的額定参数：蒸发器中蒸汽压力为 60 工程大气压、通过一个 ППК 的蒸汽流量为 500 公斤/时、过热蒸汽温度为 370℃、释热元件的最高温度为 470℃．

过渡工况中特性参数变化的典型曲綫图示于图 2 和图 3．

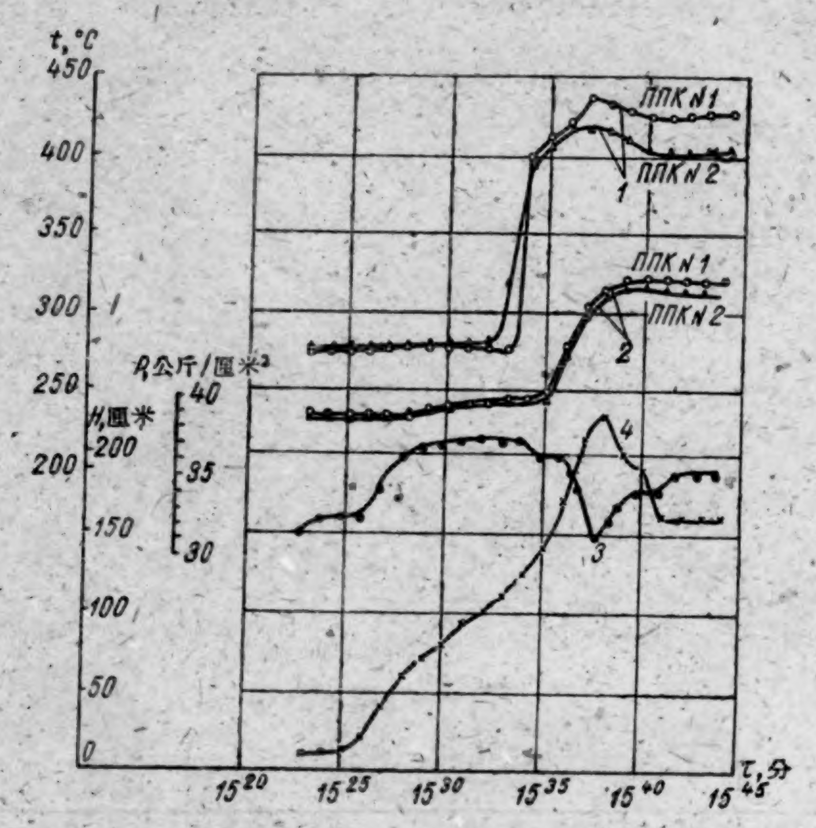


图 2 在迅速提升功率时，在第一种起动方法工况中，試驗系統第二迴路参数随时間的变化.

1——释热元件溫度； 2——蒸汽过热孔道出口处的蒸汽溫度； 3——蒸发器中第二迴路載热剂的压力； 4——从上面一点开始計算的蒸发器中的水位.

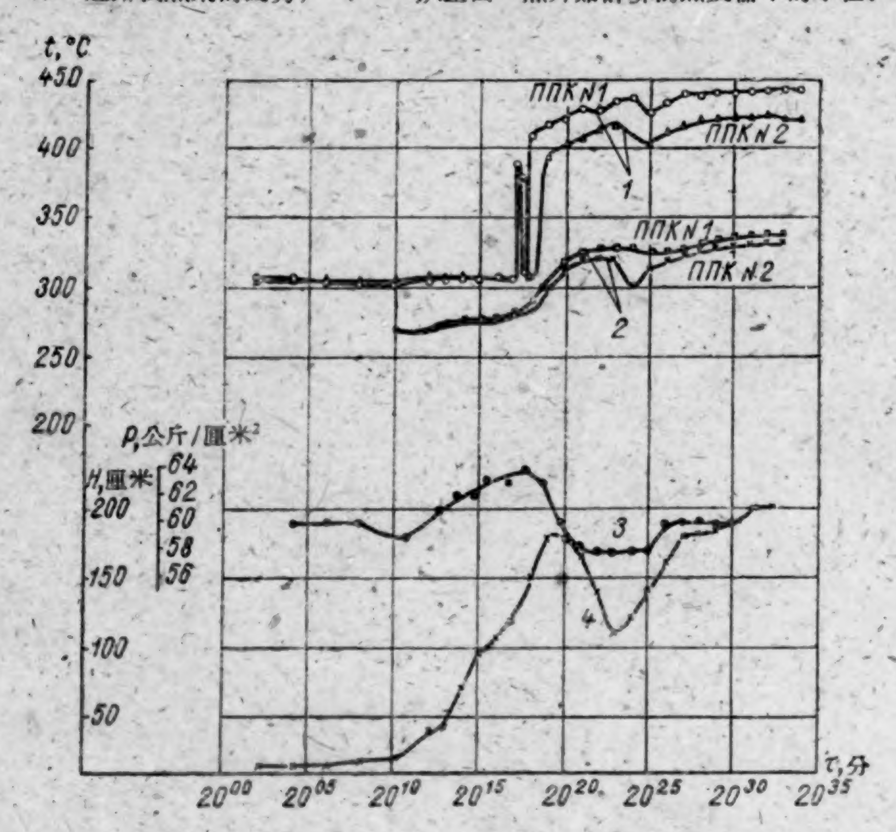


图 3 在慢速提升功率时，在第一种起动方法工况中，試驗系統第二迴路参数随时間的变化(記号与图 2 上的相同).

第二种方法. 系統加热的方法与利用第一种方法时一样. 在 ППК 出口处的水加热到沸騰温度后，反应堆功率就降低到可控制的最低水平. 此后馬上开始对試驗系統的第二迴路強烈排气，由于排气的結果，迴路中压力降低，在最热的地段（首先在 ППК 及其后面的管道

中）水开始沸騰．随着水从迴路中的不断排走，ППК 进口处載热剂流的蒸汽含量增加，并在一定压力下达到 100％．从这个时候开始 ППК 实际上被蒸汽所冷却．这样，利用第二种方法的过渡过程（ППК 中的水被蒸汽替换）是在反应堆处在可控制的最低功率下实現的．此后反应堆功率升高，以使蒸汽过热工况稳定下来，并把压力提高到額定值．

当水被蒸汽替換时，只是发現了 ППК 释热元件和孔道出口处載热体的温度降低，而这些温度并沒有变化．图 4 列出利用第二种方法的过渡过程中特性参数的变化曲綫．

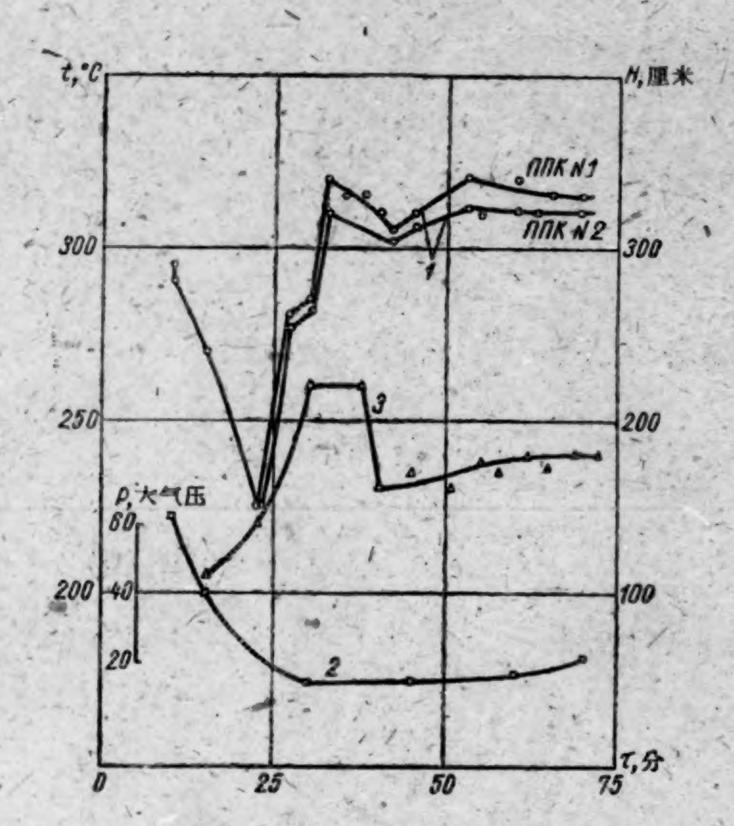


图 4 在第二种起动方法的工况中，試驗系統第二迴路参数随时間的变化．

1——释热元件溫度； 2——蒸发器中压力； 3——从上面一点开始計算的蒸发器中的水位．

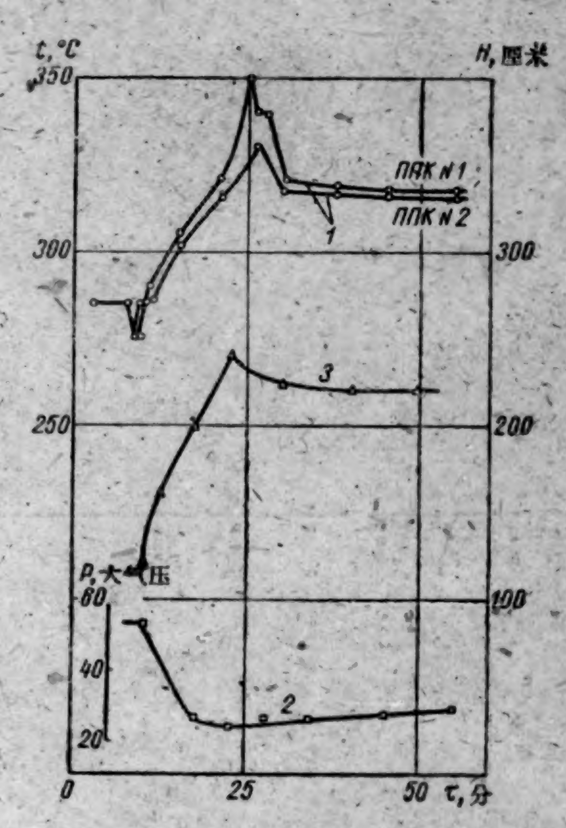


图 5 在第三种起动方法的工况中，試驗系統第二迴路参数随时間的变化（記号与图 4 上的相同）．

第三种方法． 系統用类似于上述的方法加热．过渡过程分两个阶段实現．过程的主要部分——从水沸騰和开始排气的瞬間到 ППК 中載热剂流量达到稳定——实际上是在与第二迴路中水开始沸騰时的功率的同一水平下进行的．过热蒸汽的过渡过程的結尾是在反应堆降低了的功率下完成的．在所做的試驗中这个值約为試驗系統額定功率的 30％．在低功率下得到过热蒸汽以后，把功率提升到額定值．功率提升速度只是取决于释热元件溫度增长的容許速度和过热蒸汽的容許速度．过渡过程中参数的典型变化示于图 5．

結 果 討 論

对于达到过热蒸汽額定工況的各种方法的分析应根据下面这些明显的要求进行：

1）起动方法应該允許把功率很快地从零值提升到額定值；

2）过渡工況中释热元件的最高溫度不应超过稳定的額定工況下释热元件的最高溫度；

3）在过渡工況中很重要的一点是保証释热元件的溫度在时間上是平稳的上升；

4）起动方法应該使工艺設备的操作次数最少．

实现过渡过程的第一种方法（見图 2，3）的特点如下：

1）释热元件溫度急剧的（在 1 分鈡内）增加 100—150℃，具有危险性；

2）由于进口联箱的分离作用，試驗系統的各个 ППК 不能同时达到过热工况；

3）第二迴路中压力有很大的变化，这就使得这个迴路必須強烈排气.

为了闡明在过渡过程中，蒸发器內的压力对释热元件温度变化的影响，曾作了第二迴路处于不同压力下的許多实驗. 結果确定：随着蒸发器內压力的增加，达到过热工况以后的释热元件最高温度値增高（图 6），但释热元件温度的突变減小（图 7）.

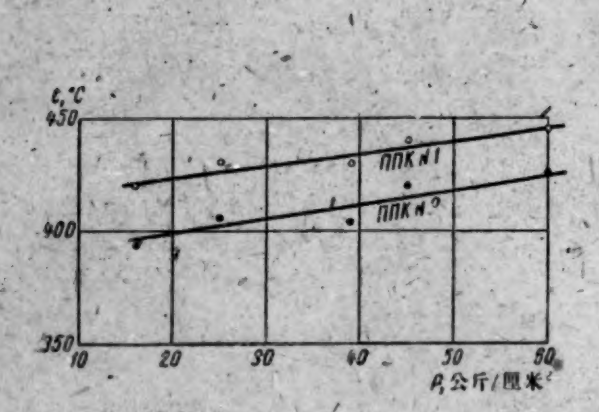


图 6 释热元件温度与其冷却蒸汽压力之間的关系.

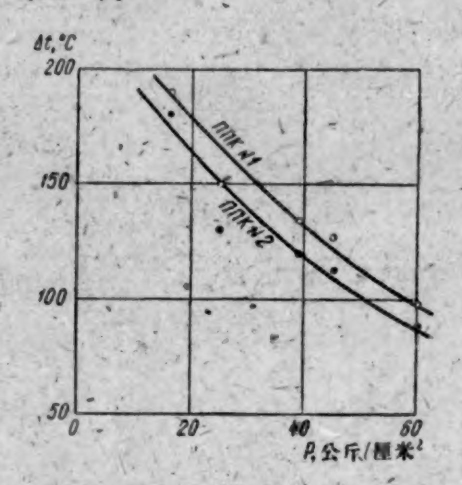


图 7 （按第一种方法的）起动工况中蒸汽过热孔道释热元件温度的突变与工作压力的关系.

应該指出：功率提升速度实际上并不影响温度急剧上升所耗的时間，即不影响一次突变的时間，但是影响到这类突变的次数：当提升功率的速度小于一定値时，释热元件温度会发生多次的增高和降低，在速度高时变化則是单次的（見图 2）.

第二种方法保証了 ППК 在过渡过程中得到可靠的冷却，因为整个过程是在反应堆最低功率下实现的. 但是，如图 4 所示，在該情况下温度（由于反应堆功率和压力的降低）急剧降低，紧接着（由于反应堆功率的增长）又急剧升高.

反应堆功率降低的速度和随之而来的試驗系統第二迴路压力的降低，取决于系統的热容量和热損失量. 显然，具有較大热容量的系統可以降低迴路、压力，可用較小的速度降低和升高反应堆的功率，因而，也就在很大程度上消除了此种方法所固有的、載热体和金属結构温度变化快的缺点.

第三种方法可以把温度突变縮減到最小. 由于同第一种和第二种方法的結果都有些接近，可以順利地做到这一点. 温度的向上突变，在达到过热工况瞬間之前用降低功率的办法予以防止，温度的向下突变則利用少許降低功率和縮短 ППК 排气时間的办法使其減小. 如图 5 所示：利用第三种方法的过渡过程有較平稳的特性.

所做的实驗首先表明：直接在反应堆內过热蒸汽的热力迴路原則上是可以实现的. 由于第三种方法的过渡工况中 ППК 释热元件温度沒有急剧的变化，从而可認为这种方法对于具有中等和較高蒸汽参数的原子能电站是最合乎工艺学和最可行的.

起动电站的第一种方法比較簡单，因此可作出这样的結論：它可以在第二迴路蒸汽压力較高的电站中应用，因为随着压力的增长，ППК 释热元件温度的突变将減小.

但是应該指出：具有断开第二迴路的电站的实际流程要求对于在試驗系統中所探討的起动方法作某些修正.

在解决技术問題中有阿列申科夫（П. И. Алещенков）所領导的工程师小組参加.

原子能电站的全体人員对实驗工作作了很大的貢献.

作者向克拉辛（А. К. Красин）和格里果里揚茨（А. Н. Григорьянц）对本工作的注意和經常关心表示感謝.

参 考 文 献

[1] Н. А. Доллежаль: *Атомная энергия*, III, № 11, 391 (1957).
[2] Н. А. Доллежаль и др: *Атомная энергия*, 5, вып. 3, 223 (1958).
[3] Н. А. Доллежаль и др: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Докл. советских ученых. Т. 2 — Ядерные реакторы и ядерная энергетика. М., Атомиздат, 1959, стр. 15.

能量为 0.04—4.0 兆电子伏的中子分裂 Pu^{240} 的截面

涅斯杰洛夫 (B. Г. Нестеров)
斯米林金 (Г. Н. Смиренкин)

无論从实驗检驗关于裂变几率随能量变化的理論概念方面，或者从能够利用 Pu^{240} 作为快中子反应堆的核燃料方面来講，詳細地研究 Pu^{240} 原子核的裂变截面都是很有意义的.

测量了能量 $E_n=0.04—4.0$ 兆电子伏的快中子对 Pu^{240} 的有效裂变截面与能量的关系. 用 $T(p,n)He^3$ 反应作为中子源. 在坪（1—4 兆电子伏）区内，Pu^{240} 的裂变截面为 ～1.6 靶；当中子能量 $E_n \simeq 0.7$ 兆电子伏时，減小二分之一. 随 E_n 減小到 0.3 兆电子伏，裂变截面很快地降低；当 E_n 进一步減小时，截面的下降比較緩慢，当中子能量为 $0.04 < E_n < 0.15$ 兆电子伏时，截面实际上为一个常数（～0.065 靶）. 討論了 Pu^{240} 原子核裂变截面曲綫的不規則性和对应于非弹性散射道的能級之間的相互关联.

文献 [1,2] 引述了快中子分裂 Pu^{240} 截面的能量关系. 对 Ra—Be 源和若干光中子源也測量了一系列 Pu^{240} 的裂变截面值[3]. 在以上这些工作中所得到的裂变截面数据，在中子能量 $E_n > 0.3$ 兆电子伏范围內彼此相符甚佳，在实驗誤差范围內这些数据位于同一条曲綫上. 当 $E_n < 0.3$ 兆电子伏时，文献 [1,2] 中所列出的截面值彼此便有差异. 以前我們曾查明[1]，在 1—0.3 兆电子伏的能量范围內所观察到的截面是急剧下降，在能量較小时变得較傾斜. 而文献 [2] 的数据証明，在 $E_n < 0.3$ 兆电子伏范围內，Pu^{240} 的裂变截面仍旧継續急剧下降.

本文的目的是为了較詳細地研究 Pu^{240} 裂变截面与能量的关系，并进一步明确 $E_n < 0.3$ 兆电子伏范围的截面. 无論从实驗检驗裂变几率与能量关系的理論概念方面，或者从能够利用 Pu^{240} 作为快中子反应堆核燃料方面来講[4]，詳細地研究 Pu^{240} 原子核的裂变截面是很有意义的.

实驗方法 利用实驗法測量了 Pu^{240} 和 Pu^{239} 的裂变截面比. 通过双裂变电离室測量. 电离室中厚 ～0.2 毫克/厘米^2 的 Pu^{240} 层和 Pu^{239} 层，都在同一高压电极上，因此它們受到相同的中子流照射. 由于电离室的电极采用了較好的几何形状，充了低压（120 毫米汞柱）的氬气（93%）和二氧化碳（7%）的混合气体以及采用了通頻带上限为 10 兆周的寬頻放大器，我們成功地获得了良好的电离室計数特性，而且还能可靠地分辨裂变碎片和 α 粒子的多次迭加的脉冲. 这样可以几乎 100% 的記录裂变的次数和避免碎片角分布的各向异性效应.

在重 4 毫克的 Pu^{239} 层中含有 $\alpha_0 = 1.80 \pm 0.05\%$ 的 Pu^{240} 核，在重 2.5 毫克的 Pu^{240} 层中 Pu^{239} 的浓度为 $7.35 \pm 0.15\%$. 在 Pu^{239} 层中 Pu^{241} 核的含量小可以忽略，而在 Pu^{240} 层中小于 0.2%.

利用 $T(p,n)He^3$ 反应作为单色快中子源. 該反应是在加速質子最大能量达 5 兆电子伏的范德格喇夫靜电加速器上实現的. 所研究的中子能量区間由改变質子能量和質子束方向与电离室軸之間的夹角来获得. 在 $0.3 < E_n < 4$ 兆电子伏范围內測量时，鈈层垂直于質子束放置（电离室軸与中子射入鈈层的方向之間的最大夹角为 20°）.

双裂变电离室的装置与实驗示意图示于图 1. 在这些实驗中利用了厚 0.2 毫米鉬垫片上

的固体氚靶（质子的能量损失为25仟电子伏）．在 $E_n < 0.3$ 兆电子伏范围内测量时，为了改善角和能量的分辨率，裂变物质层放在与中子方向相一致的平面内（中子相对于质子束在 θ 角下飞出，θ 角从30°到75°），如图2所示．实驗中应用了能量損失为45仟电子伏的靶．在鈈层中引起裂变的中子的角发散不超过5°．在测量时裂变电离室的周围用厚0.5毫米的鎘套包围起来．

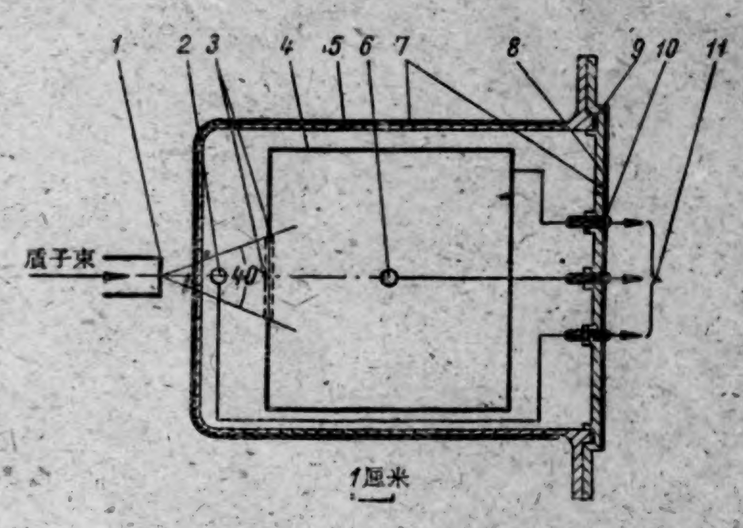


图1　实驗示意图和在0°角下测量的双裂变电离室
1——靶；2——带 Pu^{239} 的电离室的集电电极；3——Pu^{239} 和 Pu^{240} 层；4——总高压电极；5——电离室外壳；6——带 Pu^{240} 的电离室的集电电极；7——鎘套；8——电离室底部；9——胶皮垫；10——塑料絕緣体；11——輸出接綫．

在該能量区間内测量了水平綫 $\frac{N_{40}}{N_{39}}$ 的值，它是 Pu^{240} 和 Pu^{239} 层中裂变数之比．为了确定在电离室两部分内可裂变物質有效数量之比，曾测量了热中子流照射下的裂变強度比 $\frac{N^T_{40}}{N^T_{39}}$，热中子是由快中子在石蜡块中慢化得到的．穿过石蜡后的共振中子和快中子的裂变作用可以用鎘差的方法消除．根据我們現有的質譜分析結果，可以确定出直接包含在裂变截面計算公式中的 α（即 Pu^{240} 样品中 Pu^{240} 和 Pu^{239} 原子核数目之比）的精确度～10%．α 值和上述 Pu^{240} 层中 Pu^{239} 原子核的浓度值是用比较电离室两部分中自发裂变強度和热中子作用下的裂变強度的方法确定的．多組测量的结果得到 $C = \alpha/\alpha_0 = 675 \pm 15$．在 Pu^{239} 样品中 Pu^{240} 对 Pu^{239} 原子核数目之比以前曾用几种互不相同的方法测量过．Pu^{240} 的裂变截面可以用下列公式，通过几个实驗测定的值来表示：

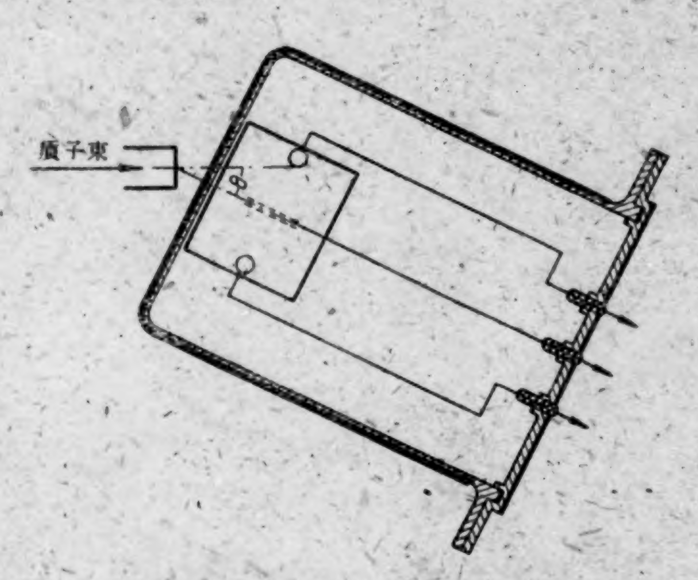


图2　在30°—75°角度下测量时的实驗示意图

$$\sigma_{40} = \sigma_{39}\frac{A-1}{\alpha_0(C-A)},$$

式中 $A = \frac{N_{40}}{N_{39}} \cdot \frac{N^T_{39}}{N^T_{40}}$．在这个公式中热中子分裂 Pu^{240} 的截面取作零（根据文献[5]）．如果考虑到在所用的样品中有 Pu^{241} 核，那么在 Pu^{240} 裂变截面中可引入不大的修正值，当 E_n 从0.1增加到1兆电子伏时，該修正值由3%減小到0.2%．Pu^{239} 裂变截面与能量关系（計算 Pu^{240} 裂变截面与能量关系的絕对值时应用的）是根据文献[2, 6]的数据采用平均方法得到的．

测量結果及其討論　根据若干組测量数据平均后所得到的 Pu^{240} 裂变截面与能量的关系示于图3和图4．图4中所表明的比值 $\frac{\sigma_{40}}{\sigma_{39}}$ 的测量誤差基本上由 A, α_0, C 值的統計誤差决定，在坪区（1—4兆电子伏）内达～4%，在 Pu^{240} 裂变截面急剧下降的区域（0.3—1兆电子伏）内为～5—10%，当 $E_n < 0.3$ 兆电子伏时为～10—20%．在 $E_n < 0.3$ 兆电子伏范围内，$\frac{\sigma_{40}}{\sigma_{39}}$ 测量的最終誤差的主要成份是由減去大量 Pu^{240} 的自发裂变（～0.5裂变/秒，达記录裂变总数的

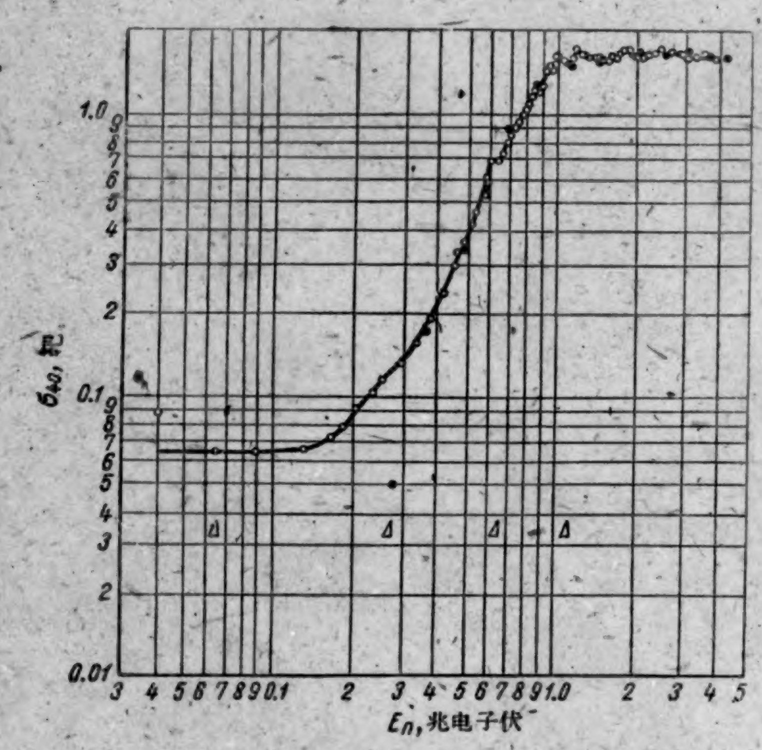


图 3 在 E_n=0.04—4 兆电子伏范围内 Pu^{240} 裂变截面与能量的关系.
○——本文的数据； ●——文献[2]的数据.

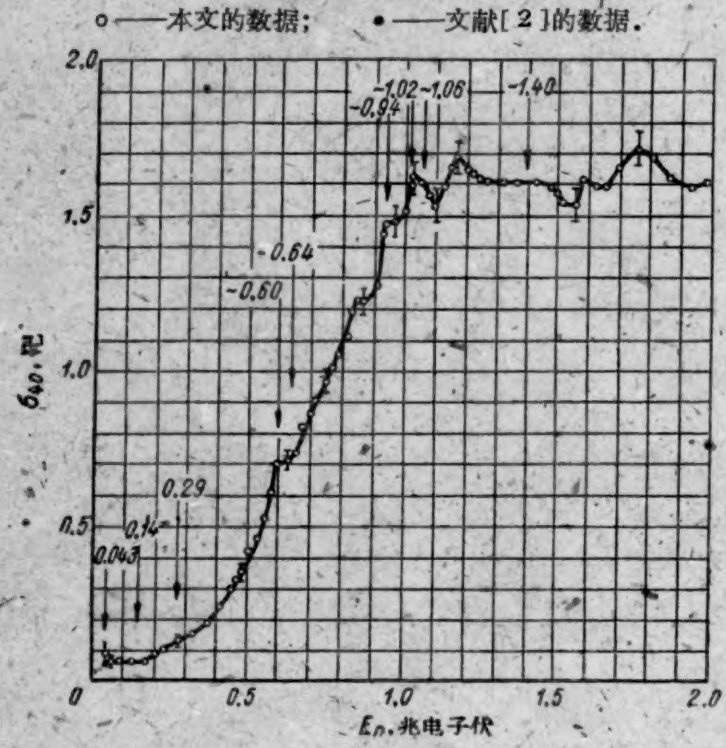


图 4 在 E_n=0.04 —2 兆电子伏范围内 Pu^{240} 裂变截面与能量的关系.
箭头表示 Pu^{240} 原子核已知能級的位置[9].

50—80%）后所得出的誤差. 在測量的持續时間内 Pu^{240} 层中自发裂变計数的均方誤差不大于 2%, 能量分辨率Δ（即引起裂变的中子在分布曲綫半高度处量分布寬度）由靶的厚度和照射时的立体角决定. 图 3 所示的Δ值随着中子能量的增加从 15 增大到 35 千电子伏. 由靶和电离室中散射的中子所引起的本底在 0° 角的实驗中不超过 1.5%，而在其他角度下測量时不超过 5%. 在坪区内 Pu^{240} 的裂变截面在考虑了 Pu^{239} 裂变截面的誤差（5%）后为 1.65±0.1 靶，当 E_n < 1 兆电子伏时急剧地下降，当 E_n≃0.7 兆电子伏时減小了二分之一. 到 E_n≃0.3 兆电子伏，Pu^{240} 的裂变截面还継續急剧下降，而到 E_n≃0.15 兆电子伏，截面才較緩慢地減小，达到 0.065±0.02 靶，此后直到 E_n = 0.04 兆电子伏，截面实际上保持不变. 在 E_n < 0.3 兆电子伏时，Pu^{240} 裂变截面比較小的变化与文献[2]的結果以及現有的关于能閾附近裂变几率指数变化的概念不符合. 由于可能引起类似的效应，我們研究了鍋上中子引起的 Pu^{240} 裂变以及能量 ～20 兆电子伏的 γ 射綫的光致分裂，γ 射綫是由 T(p,γ) He^4 反应放出的（曾証明，在 Pu^{240} 裂变截面的測量值中，这两个过程的作用可以忽略）. Pu^{240} 和 Np^{237} 的裂变沿鈾反射层反应堆 БР-1 半径的分布曲綫不同，也証明对本文的結果有利[4]（图 5）. 在 E_n > 0.3 兆电子伏范围内 Pu^{240} 和 Np^{237} 的截面[2,7]实际上是相同的. 看来，图 5 中的两条曲綫之間的差别随离堆心距离增大而增加以及中子譜的軟化是由低能（E_n）时 Pu^{240} 和 Np^{237} 裂变截面曲綫的不同而引起的.

在 Pu^{240} 的裂变截面与能量的关系中发現一系列不規則性，这些不規則性是在正的 E_n 范围内具有能閾的所有偶-偶同位素裂变截面曲綫所特有的. 在能閾范围和坪开始一段下陷的地方裂变截面增长变慢的效应，正如文献[8]所指出的，可以用开放的非弹性散射道的影响来解释；換句話說，分寬度与中子寬度相竞爭. 根据这些概念，在 Pu^{240} 裂变截面曲綫中所討論的特征位置与自旋值不大的靶核的能級相对应. 从图 4 可以看到，在所測量的 Pu^{240} 裂变截面与能量的关系中的不規則性与 Pu^{240} 核已知能級（取自文献[9]）：～0.6兆电子伏(1^-)，～0.64 兆电子伏(3^-)，～0.940兆电子伏(0^+)，～1,02兆电子伏(2^+)，～1.06兆电子伏(3^+)和～1.4兆电子伏

(1^-)的位置有关. 除这些 E_n 值外, Pu^{240} 的裂变截面在 $E_n \simeq 0.8—0.9$ 兆电子伏范围内发现阶跃变化. 正如图 4 中所指出的, 由本文相对测量所得的精确度, 可以有把握地判定 Pu^{240} 裂变截面曲綫中有一些明显的特征位置. 利用快中子全波监守器所做的 Pu^{239} 裂变截面相对行径的测量証明, 所观察到的 Pu^{240} 裂变截面的不規则性不可能由 Pu^{239} 裂变截面与能量关系中的类似效应决定.

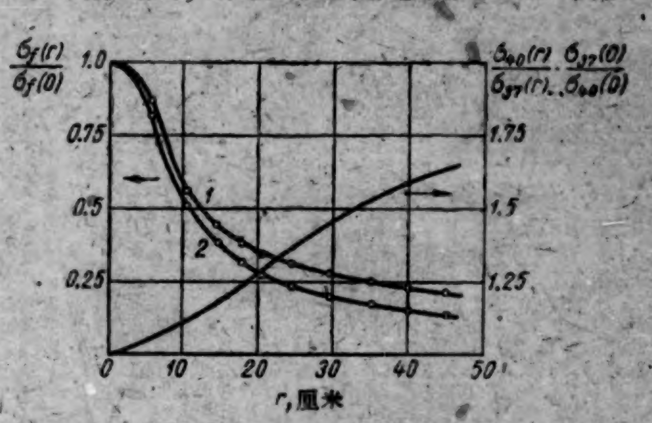


图 5 Pu^{240} (曲綫 1) 和 Np^{237} (曲綫 2) 的裂变截面对 Pu^{239} 裂变截面的比值与离 Бр-1 反应堆中心的距离的关系.

在活性区中心比值取作1, $\frac{\sigma_{40}(r)}{\sigma_{37}(r)} \cdot \frac{\sigma_{37}(0)}{\sigma_{40}(0)}$—相对于堆心裂变截面的 Pu^{240} 和 Np^{237} 的裂变截面之比.

当 $E_n < 0.3$ 兆电子伏时 Pu^{240} 裂变截面其中一种可能的解释假定是: Pu^{240} 的裂变能閾低于 40 千电子伏, 而在 $0.04 < E_n < 0.3$ 兆电子伏范围内 Pu^{240} 裂变截面不变, 并当 $0.15 < E_n < 0.3$ 兆电子伏时这个截面較慢的增加, 这是由于能量为 43 和 142 千电子伏的能級上(分别为 2^+ 和 4^+)[9] 非弹性散射相竞爭的緣故所决定的. U^{238}[10]原子核在低能 E_n 时非弹性散射多半通过这些能級, 从这个例子出发, 自然假定, 在 Pu^{240} 核散射的情况下, 这些能級对这个 E_n 范围的 Pu^{240} 裂变截面曲綫有重大的影响. 所观察到的結果也并不与通过两个道进行裂变的可能性相矛盾, 一个道在 $E_n \simeq 0.6—0.7$ 兆电子伏时具有能閾, 而另一个道看来在非常低的 E_n (一般在 $E_n < 0$ 的范围内)时才开放. 也必須指出, 低能时裂变截面急剧下降的破坏不是 Pu^{240} 核单独的特性. 类似的趋向不仅在 U^{234} 原子核裂变截面曲綫行径中, 而且在較低的程度上对于 U^{236} 核也都曾发現过[2]. 文献[7]中也发現了当 $E_n < 0.2$ 兆电子伏时 Np^{237} 的裂变截面是不变的 (~20 毫靶).

作者深深感謝列依普斯基 (А. И. Лейпунский) 和庞达連柯 (И. И. Бондаренко) 对本工作的关注, 烏沙乔夫 (Л. Н. Усачев) 对所得結果的討論, 巴拉諾夫 (Ю. И. Баранов) 和托克曼切娃 (Н. Е. Токманцева) 参加了测量. 罗曼諾夫 (В. А. Романов)、斯特里金 (Г. А. Стригин) 和帕尔費諾夫 (Ю. И. Парфенов) 保証了加速器的正常运轉, 作者也表示感謝.

参 考 文 献

[1] В. Г. Нестеров, Г. Н. Смиренкин: *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **35**, 533 (1958).
[2] D. Hughes, R. Schwartz: *Neutron Cross Sections*, BNL-4 (1958).
[3] Г. А. Дорофеев, Ю. П. Добрынин: *Атомная энергия*, **II**, № 1, 10 (1957).
[4] А. И. Лейпунский и др: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Докл. советских ученых. Т. 2—Ядерные реакторы и ядерная энергетика. М., Атомиздат, 1959, стр. 377.
[5] C. Bigham. Canad: *J. Phys.*, **36**, 503 (1958).
[6] А. Хеммендингер: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2—Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1959, стр. 89.
[7] Б. М. Гохберг, Г. А. Отрощенко, В. А. Шигин: Докл. АН СССР, **128**, 1157 (1959).
[8] Дж. Уилер: *Атомная энергия*, № 5, **71** (1956).
[9] Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер: Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 739.
[10] L. Cranberg, J. Levin: *Phys. Rev.*, **109**, 2063 (1958).

論应用鉛同位素組分普查鈾矿的問題

苏拉日斯基(Д. Я. Суражский)　　圖加林諾夫(А. И. Тугаринов)

文中探討了出現异常鉛的或然性原因，以及利用鉛中同位素异常普查鈾矿床的可能性. 推测，鉛中放射生成同位素(Pb^{207}, Pb^{206})含量显著昇高的現象，是由下列諸地質作用所决定的：1)由于老的鈾矿床受到激烈侵蝕而使年輕沉积物迅速堆积起来；2)在岩浆作用之前早已产生的含鈾岩石，受岩浆的同化作用和发生深成花崗岩化作用；3)鈾矿体的热液变質作用；4)鈾矿床氧化带內的表生作用.

地壳中的鉛是由四种同位素組成：Pb^{204}, Pb^{206}, Pb^{207}, Pb^{208}. 同位素 Pb^{206}, Pb^{207} 和 Pb^{208} 相应为 U^{238}, U^{235} 和 Th^{232} 系的核反应最終产物；Pb^{204} 沒有放射性前体.

岩石中鈾和釷的放射性蛻变使地壳中放射生成鉛含量不断增加，而 Pb^{204} 的含量大概仍旧是地球形成时刻[1)]的含量. 因此，一般都用不断增长的比值 $\frac{Pb^{206}}{Pb^{204}}$，$\frac{Pb^{207}}{Pb^{204}}$ 和 $\frac{Pb^{208}}{Pb^{204}}$ 来表示天然鉛的同位素成分的演变[1].

当全部的鉛（包括原生的和新形成的）还未从岩浆熔体中或岩石中分出来，并且形成鉛矿体(实际上不含放射性元素)之前，原生鉛一直是在被放射生成同位素加浓. 在这种情况下，鉛的同位素成分保持与成矿时期相同的成分.

鉛的各种同位素在地壳中相对分布率，基本上是时間函数，并且与时間的关系一般是用鉛-鉛法来测定絕对年龄时所利用的关系：

$$\frac{Pb^{206}}{Pb^{204}} = 19.04 - 12.15(e^{0.154t-1});\qquad(1)$$

$$\frac{Pb^{207}}{Pb^{204}} = 15.69 - 0.089(e^{0.972t-1});\qquad(2)$$

$$\frac{Pb^{208}}{Pb^{204}} = 39.00 - 46.48(e^{0.0499t-1}),\qquad(3)$$

式中 t ——矿物的年龄，以10^9 年为单位；19.04；15.69；39.00——太平洋現代淤泥的鉛中 $\frac{Pb^{206}}{Pb^{204}}$，$\frac{Pb^{207}}{Pb^{204}}$，$\frac{Pb^{208}}{Pb^{204}}$ 的比值；12.15；0.089；46.48——根据現在采用的克拉克値 $U^{238} - 3\cdot10^{-4}\%$，$\frac{U^{235}}{U^{238}} = \frac{1}{138}$，$\frac{Th}{U} = 3.7$，$Pb - 1.6\cdot10^{-3}\%$ 所算出来的系数；$0.154\cdot10^{-9}$ 年-1；$0.972\cdot10^{-9}$ 年-1；$0.0499\cdot10^{-9}$ 年-1——相应为 U^{238}, U^{235} 和 Th^{232} 的蛻变常数.

地壳中 $\frac{Pb^{206}}{Pb^{204}}$，$\frac{Pb^{207}}{Pb^{204}}$ 和 $\frac{Pb^{208}}{Pb^{204}}$ 的比値随地質时間而发生的变化示于图 1.

自然，当母岩中，或与鉛矿石相結合的岩浆中，鈾、釷和鉛的含量与其在地壳中的平均含量相差很大时，能产生这样一种鉛，即它的同位素成分不同于表征該时代的鉛的平均成分[2]. 譬如，把与西伯利亚陆台的暗色建造有关的[3,4]，而且是古生代末-中生代初形成的矿点中鉛的

1）假設从宇宙中或地球深处并沒有大量的非放射性鉛.

同位素比值（表 1），拿来同成因上与薩克松尼亚、北高加索、烏克兰和中亚西亚的，上华力西花崗岩类[5-8]有关的矿点中鉛的同位素比值（表 2）作一比較，就能明显地看出这点．

鉛的同位素成分大致相当于矿石年龄者，一般称为正常鉛，或称普通鉛．放射生成同位素的含量大大多于正常比例数的鉛，称为异常鉛．异常鉛主要見于有鈾矿床的区域[9]（表 3）．在一般情况下，它的出现与岩浆熔体或母岩中鈾含量的增高有关．这种异常的原因并不是經常很清楚的．对此問題的实际資料的分析表明，能够促进异常鉛出现的有下述几种地質作用：

1. 在早先产生的鈾矿床遭受强烈侵蝕的区域，形成沉积物和沉积成因的鉛矿．侵蝕作用愈激烈，被侵蝕的矿床与所形成的沉积物之間的年龄差别愈大，堆积区域愈有限（岸带，山間盆地等），則鉛的同位素成分异常表現得愈明显．

在中亚細亚，凡是在侏罗紀前沉积物中的鉛具有

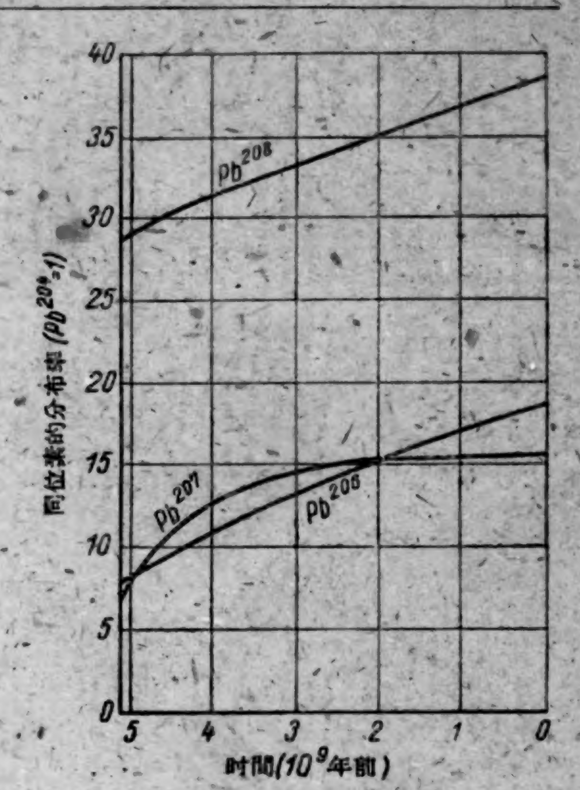


图 1 作为时間函数的鉛的同位素的分布率（$Pb^{204}=1$）[9]．

表 1 与西伯利亚陆台之暗色建造有关的矿点中鉛的同位素成分

（根据維諾格拉多夫（А. П. Виноградов），莫尔（Г. Г. Моор），澤科夫（С. И. Зыков）和塔拉索夫的資料（Л. С. Тарасов）[3,4]）

取样地点	矿样	鉛的同位素成分		
		Pb^{206}/Pb^{204}	Pb^{207}/Pb^{204}	Pb^{208}/Pb^{204}
諾里尔斯克矿床	黄銅矿中之鉛	17.81	15.24	37.54
同上	鉑金中之鉛	17.90	15.29	37.53
同上	方鉛矿中之鉛	17.88	15.27	37.50
泰麦尔湖	方鉛矿	17.84	15.03	37.07
泰麦尔区	”	17.96	15.38	37.87
中通古斯卡河	志留系石灰岩中的方鉛矿夹脉	17.97	15.35	37.72
科图依河	脉状正长岩中的方鉛矿	17.98	15.36	37.65
7 次測定的平均值		17.90	15.27	37.55
2 亿年前地壳中鉛的同位素成分		18.66	15.67	38.54

表 2 与薩克松尼亚、北高加索、烏克兰和中亚細亚花崗岩类有关的上华力西年代的矿点中鉛的同位素成分

（根据維諾格拉多夫，图加林諾夫、澤科夫等的資料[5-8]）

区域	鉛的同位素成分		
	Pb^{206}/Pb^{204}	Pb^{207}/Pb^{204}	Pb^{208}/Pb^{204}
薩克松尼亚（7 次測定的平均值）	18.24	15.26	37.12
北高加索（5 次測定的平均值）	18.01	15.22	37.25
烏克兰（3 次測定的平均值）	18.48	15.92	39.22
中亚細亚（9 次測定的平均值）	18.52	15.93	38.75
2 亿 5 仟万年前地壳中鉛的同位素成分	18.50	15.66	38.40

表3 某些鈾矿床的方鉛矿中鉛的同位素成分[9]

矿床	鉛的同位素成分		
	Pb^{206}/Pb^{204}	Pb^{207}/Pb^{204}	Pb^{208}/Pb^{204}
美国,科罗拉多,赫皮捷克瑪因.	92.62	20.12	37.77
美国,科罗拉多,蒙尤明特 No.2	88.81	18.75	36.36
南非联邦,維特瓦特尔斯兰	58.94	24.10	40.19
加拿大,布兰德河,阿里哥姆	34.00	15.08	44.26
同上	59.48	18.61	52.49
加拿大,安大略,肯德貝里	26.00	16.94	52.21

正常的同位素成分，而侏罗紀以后——即华力西鈾矿和鈺矿受到強烈侵蝕时期形成的沉积物中的鉛具有异常成分，Pb^{206} 和 Pb^{208} 的含量剧烈增高的地方，就发現这种明显异常的良好例子（表4）.

表4 中亚細亚多金属矿床中鉛的同位素成分[1,8]

矿床类型	鉛的同位素成分		
	Pb^{206}	Pb^{207}	Pb^{208}
泥盆和石炭系灰岩中的层状矿床(11次測定的平均値)	17.52	15.31	37.76
海西期矽礓岩矿床和脉状矿床	18.52	15.93	38.75
白堊系灰岩中的浸染矿床和层状矿床	19.55	16.17	39.79

沉积物堆积时形成的这种堆积成因的异常鉛，发生再生作用就可形成密苏里类型的含异常鉛的脉状矿和交代矿.

2. 鈾含量較高的沉积物，被岩浆同化和发生深成花崗岩化. 当岩浆活动开始前不久产生的含鈾沉积物被岩浆同化时，例如，在地槽带內，沉积物迅速地深深下沉，此后地槽带又立刻回返，那么就不太可能出現异常鉛. 这是必然的，因为在形成沉积岩和出現侵入活动之間的一段短时間內，沉积岩层中不可能堆积显著数量的含鈾鉛. 其中薩克松尼亚和北高加索就是岩浆作用发育在年龄相近的沉积岩层中的（表2）这样地区的实例.

放射性元素含量較高的而且形成年代大大早于侵入体的老沉积岩层，受到岩浆的同化作用或发生花崗岩化时，应承認极可能在伴随鈾矿石的方鉛矿中出現异常鉛. 在这种情况下，被岩浆熔体所同化的沉积岩层愈老，则 Pb^{207} 的异常就愈大，而且其中的鈾含量就愈高. 这种异常在烏克兰和中亚細亚的华力西鉛矿床中尤为明显. 这些矿床中，Pb^{207} 和 Pb^{208} 的含量比在薩克松尼亚和北高加索的含量多得多. 可以設想，这一現象是因为放射性元素含量較高的結晶岩所組成的前寒武紀基底的鉛，大量地参入矿石成分中去所致. 有些美国的科学研究工作者，对于科罗拉多高原非放射性矿物中出現异常鉛的原因，也作出了类似的結論[10].

3. 老的鈾矿床热液变质作用时，析出放射生成的鉛和鈾，呈再生瀝青鈾矿和新生成的方鉛矿沉淀[11]. 在某些情况下，鉛和放射生成的鉛会被带出原生矿体范围之外[12]，在矿旁分散暈中形成特殊的分带現象. 紧挨着矿体附近发現单純由放射生成的鉛組成的方鉛矿. 在距离矿体数十米之外，方鉛矿就已經含有約 10% 的普通鉛. 在距离矿体数百米处，方鉛矿就单純含普通鉛了（表5）.

这种成因的异常鉛，无疑可以看作是附近鈾矿体的指示体. 可是应当注意，当溶液从含鈾岩石中占袭了放射生成的鉛以后，使鉛矿石再沉积，这个过程中也可以产生类似的异常. 許多

表5 鈾矿床的方鉛矿中鉛的同位素成分[12]

采样地点	鉛的同位素成分			
	Pb^{204}	Pb^{206}	Pb^{207}	Pb^{208}
直接从矿体中采得……	0.02	100.00	13.04	0.58
从交錯矿层的构造带中采得,离矿体10米远处……	0.50	100.00	22.22	18.88
离矿体100米远处采得……	1.00	16.86	15.86	37.00

矿区都有这种异常．最明显的是在桑德貝(加拿大,安大略)矿床．根据研究結果[11],可以把这个区域的鉛分为两类．一类包括居阿丁（Кьюатин）年代岩层的方鉛矿中的鉛,其同位素成分比較固定,相当精确地符合矿石形成的时代（約 $2\cdot10^{-9}$年)．第二类与格林威里建造的沉积层有关,其特点是同位素比值极其复杂,而且异常很显著．可以設想，这种鉛是由两种不同的鉛混合的結果,即普通(居阿丁)鉛和放射生成的鉛,其比值 $\frac{Pb^{208}}{Pb^{206}}=0.37$, $\frac{Pb^{207}}{Pb^{206}}=0.185$.

利用第一个比值 $\left(\frac{Pb^{208}}{Pb^{206}}\right)$ 可以計算出,岩石(即从中取出类似成分鉛的岩石)中釷对鈾的比例应当等于1.4．第二个比值 $\frac{Pb^{207}}{Pb^{206}}$ 表示,这些岩石(假定是鉛源)的年代应該是在2740±40到1700±30百万年的范围内[13].

由表6可以看出，桑德貝矿床的鉛,含14—36% 放射生成的鉛，此鉛可能是在围岩中形

表6 加拿大桑德貝和居阿丁区域的矿点中方鉛矿的鉛的同位素成分[13]

取样地点	鉛的同位素成分		
	$\frac{Pb^{206}}{Pb^{204}}$	$\frac{Pb^{207}}{Pb^{204}}$	$\frac{Pb^{208}}{Pb^{204}}$
居阿丁年代岩层中矿点的方鉛矿	13.66	14.78	33.46
	13.74	14.61	33.20
	13.80	14.69	33.37
	13.37	14.59	33.38
	13.32	14.54	33.16
桑德貝型矿点中的方鉛矿	18.19	15.81	37.78
	18.32	15.89	37.14
	18.55	15.95	37.82
	20.72	16.40	38.23
	30.05	18.26	41.17
	30.65	18.10	41.45
	30.71	18.21	41.23
	33.88	18.69	43.93

成的,并且由热液把它从围岩中带出而再沉淀为鉛矿石．

在同样的条件下,原始的分散鈾可以迁出,并且富集形成真正的鈾矿体．

4.在鈾矿床氧化带的表生作用．温和潮湿气候地区，氧化带的鈾一般都可以完全淋濾．在这种情况下,可以把鉬鉛矿或白鉛矿之类的較稳定的次生鉛矿物中的鉛，作同位素分析，根据分析結果来估价原生矿石带中的含鈾远景．在这种情况下，放射生成的同位素含量增高的現象,应看作是地下深处可能有鈾矿物的証据．这种异常鉛也能在鈾矿床上层的土壤里堆积，

特别是在风化壳的泥质形成物里堆积.

由上述可以得出一个結論,即調查一定地质环境中鉛的同位素成分变化情况,对于寻找鈾的盲矿体和估計各种地質区域含鈾远景都很有用. 調查工作成果最好按比值 Pb^{206} : Pb^{207} : Pb^{208} 进行解释,总和取 100%,即不算 Pb^{204},因为目前 Pb^{204} 的测定精度极小.

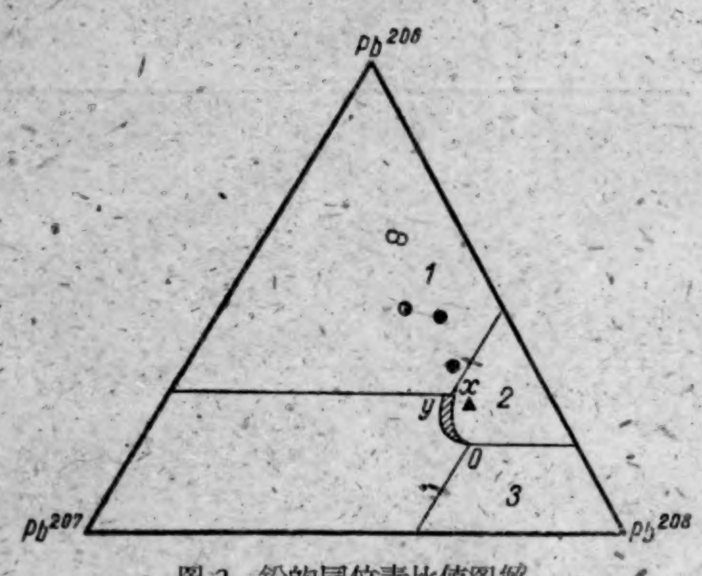


图 2 鉛的同位素比值图解

O_{xy}——表示普通鉛的場; 1——具有得自鈾矿床区域中的异常鉛的場; 2——具有釷矿床区域中的异常鉛的場; 3——具有鈾釷矿床区域中的异常鉛的場. ○——科罗拉多, ◐——維特瓦特尔斯兰得, ●——布兰德河, ▲——肯德貝里[14].

已确定,在非放射性矿床中普通鉛的放射生成組分中,这些比值变化范围很小. 根据大量分析結果[14]作出图解示于图 2,图上三角形地区的狹鐮形 O_{xy} 就是代表这些比值的概念. 从地壳上鈾和釷的含量等于克拉克值的地段中,某一"初生"("изначальный")鉛[1]在地質时期内的同位素演变的理論計算,可以証实这一图形的位置.

含鈾地区非放射性矿物中的鉛,則完全是另一种同位素比值. 在这种情况下,填在图 2 上三元組分地区的分析結果,远远地越出了普通鉛的鐮状图形范围之外. 这时,同一个区域内 Pb^{207} : Pb^{206} 的比值几乎是固定的,而在不同的区域則随矿石的年代而变化.

现代显微分析法的不断进步,有可能测定非鉛矿的鉛中同位素比值,如硫化鉄,硫化銅等,正如文献[14]中正确指出的,这些矿物中放射生成的鉛被普通鉛稀释的程度大大地小于方鉛矿中稀释的程度.

在有关实际利用鉛中同位素比值来普查鈾矿的工作中,还有許多重要問題目前未弄清楚,可是总的說来,利用同位素比值的可能性是完全明显的.

参 考 文 献

[1] А. П. Виноградов: Изв. АН СССР, серия геол., № 3, 3 (1954).
[2] А. И. Тугаринов: Изв. АН СССР, серия геол., № 4, 31 (1955).
[3] Г. Г. Моор, С. И. Зыков: Докл. АН СССР, **24**, № 1, 168 (1959).
[4] А. П. Виноградов, С. И. Зыков, Л. С. Тарасов: *Геохимия*, № **6**, 515 (1958).
[5] A. Winogradow et al: Freiberger Forschungsh., H. 57, 73 (1959).
[6] А. И. Тугаринов, С. И. Зыков, А. В. Змеенкова: Тр. 5-й сессии Комиссии по определению абсолютного возраста геологических формаций. М., Госгеолтехиздат, 1958, стр. 64.
[7] А. И. Тугаринов, С. И. Зыков: *Геохимия*, № **3**. 42 (1956).
[8] А. И. Тугаринов: Сб. «Геохимические поиски рудных месторождений в СССР». М., Госгеолтехиздат, 1957, стр. 79.
[9] Ядерная геология. Под ред. Т. Фауля. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
[10] L. Stieff, T. Stern, R. Milkey: *U. S. Geol. Surv. Circ.*, **271**, 19 (1953).
[11] W. Eckelman, L. Kulp: *Geol. Soc. Amer. Bull.*, **68**, 1117 (1957).
[12] А. И. Тугаринов: Сб. «Вопросы геологии и минералогии». М., Изд-во АН СССР, 1956, стр. 94.
[13] R. Farquhar, R. Russel: *Trans. Amer. Geophys. Union*, **38**, No. 4, 552 (1957).
[14] Р. Кеннон, Л. Стиф, Т. Стерн: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Избр. докл. иностранных ученых. Т. 8—Геология атомного сырья. М., Атомиздат, 1959, стр. 31.

1) 这种鉛的同位素成分类似陨石中鉛的成分.

鈾中的內耗

達施柯夫斯基 (А. И. Дашковский)
叶夫斯秋欣 (А. И. Евстюхин)
沙維茨基 (Е. М. Савицкий)
斯科洛夫 (Д. М. Скоров)

本文研究了鈾中內耗及切变模量与溫度的关系. α 鈾的內耗与热处理有关，在 β 及 γ 相区域內退火后，α 鈾的內耗有所降低. 当发生同质异构轉变的时候，內耗在恆溫下发生变化. 随着內耗的降低而产生 $\alpha\longrightarrow\beta$ 及 $\gamma\longrightarrow\beta$ 过渡，而随着內耗的增加却产生 $\beta\longrightarrow\gamma$ 及 $\beta\longrightarrow\alpha$ 过渡. 对应于鈾的每个同质异构轉变，在該轉变的溫度范围內，都有它自己特有的內耗值.

在弛豫型的装置上，用記录自由扭摆样品振动衰減情況的方法，进行了內耗的測量. 样品为純度 99.9%，直径 0.98 毫米，长 320 毫米的鈾絲. 在振动頻率約为每秒鈡振动 2 次，真空度約为 $5\cdot10^{-5}$ 毫米水銀柱的情况下进行測量. 升温及降温速度在 5—0.5 度/分鈡間隔內改变. 温度測量的精确度为 ±1.5°C. 在測量內耗的同时也測量了切变模量.

众所周知，鈾有三种同质异构体：α 鈾（斜方晶格），β 鈾（正方形晶格）和 γ 鈾（体心立方晶格）. α—β 的轉变溫度为 662°C，而 β—γ 的为 769°C[1].

从室温到 630°C，α 鈾的內耗变化示于图 1. 具有严重变形組織的冷拔样品，在不同的溫度下进行退火. 图 1 所示为样品在 630°C 30 分鈡时間內退火的性状. 这些样品的內耗——溫度曲綫有着良好的再现性，然而在室溫到 200—250°C 的这个范围內却不然，在此范围中內耗在很大程度上依賴于退火后样品冷却的条件. 在一些样品的內耗曲綫上看到 100°C 附近有峯，其数值达到 0.1（图 1 中曲綫 5），而其高度与冷却速度有密切关系.

在某些情况下，180—200°C 溫度范围內，出現更为低小的峯. 注意到，这些低溫內耗峯只在退火之后，冷却过程中产生极小应力的情形下才出現. 我們还沒有詳細研究过影响这些峯的出現及数値的諸因素，可能这些因素也就是在此溫度范围內引起強度极限显著增加，并时同引起塑性极限降低的那些因素[2].

从室溫到 350°C，鈾的內耗几乎是直綫式变化. 对于切变模量也是这样超过 350°C，內耗迅速上升，而模量剧烈下降；在这两种情况下，变化的直綫关系均被破坏. 对于大多数純金属来說[3]，在再結晶溫度下內耗曲綫上会出現迴折，此迴折在 450—500°C 下出現.

将样品再次加热到 630°C 及冷却到室溫（共进行了五次），并未看到內耗値和切变模量値有显著变化. 从文献 [4—6] 中知道，在一定条件下，鈾在 α 区域內的循环热处理并不发生效应. 緩慢的加热速度，尤其是緩慢的冷却速度，是促成这种形象的原因，因为循环热处理的效应，在增加冷却速度才显著增加[4,5]. 循环次数不够是可能的. 在我們的实驗里，加热及冷却速度也很緩慢. 在所有的情况下，高溫区域內，冷却时的曲綫总比加热时的要低一些（图 1. 曲綫 2）.

β 区域內的退火（720°C，30 分鈡），使 α 鈾的內耗大为降低（图 1 中曲綫 3），并消除了 450°—500°C 范围內的迴折. 同时，內耗和切变模量变化的綫性关系一直保持到 400°C. 在綫性区域內，样品的模量比在 α 区域退火的样品的模量低，在 450°C 以上，又較高些. 由于純金属的內耗曲綫上在再結晶溫度范围內的迴折，一般都与沿着晶粒边界的应力弛豫有关，所以

可以認为，鈾的这一迴折的消失是由于 β 区域的退火导致晶粒边界的活动性降低的緣故.

α 鈾中晶粒边界粘滞性性状也用切变模量在温度变化过程中所产生的剧烈变化来解释. 从理論上得出[7]，最大的切变弛豫滑移由下式确定：

$$1-\frac{G_P}{G_H}=1-\frac{2}{5}\frac{(7+5\mu)}{(6-4\mu)}, \qquad (1)$$

式中 G_P——当切变应力的弛豫沿着晶粒边界进行得最充分的时候的多晶体切变模量；G_H——晶粒边界不产生滑移时的切变模量；μ——泊桑比.

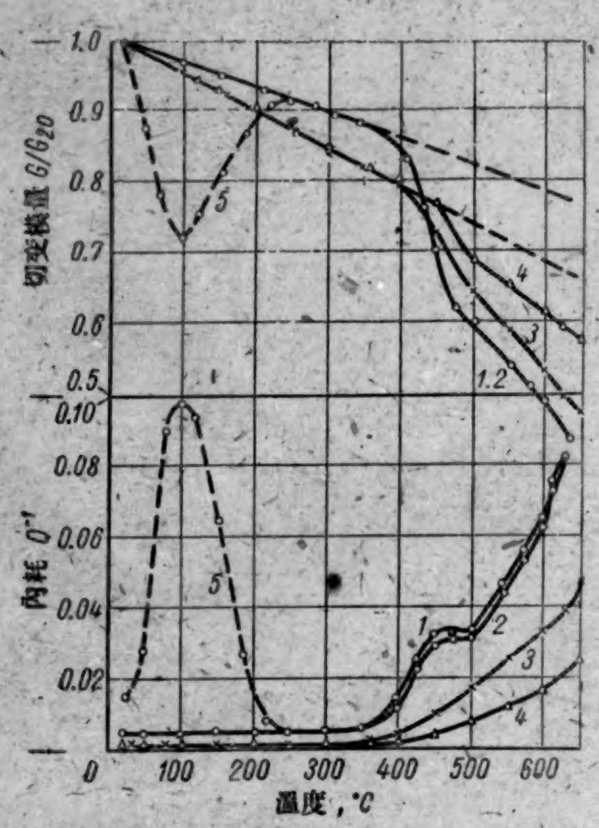


图 1 α 鈾的內耗(下方)及切变模量与温度的关系（切变模量以比值的形式給出，此比值系該温度下的切变模量与 20°C 的切变模量之比）

1——在 630°C 退火 30 分鐘之后； 2——同 1 样品在冷却过程中的曲綫； 3——在 β 区域，720°C 退火 30 分鐘之后； 4——在 γ 区域，960°C 退火 30 分鐘之后；在 γ 区域退火并在应力状态下冷却.

在低温情况下，鈾的切变模量作綫性变化(图 1 曲綫1)；这时可以認为沿晶粒边界沒有滑动. 因此可以把虛綫所表示的延长綫 I 看成是与未弛豫的模量相连系的曲綫. 在任何温度下，弛豫模量 G_P 与非弛豫模量 G_H 的比将等于相应的振动频率的平方之比：

$$\frac{G_P}{G_H}=\left(\frac{f_P}{f_H}\right)^2 \qquad (2)$$

从图 1（曲綫 1 闡明 α 区域退火之后的 G/G_{20}）可以确定，沿着晶粒边界的弛豫，在接近 630°C 的时候等于某一常数. 可以認为，此时沿着晶粒边界的弛豫进行得完全，根据等式(2)，可算出 $G_P/G_H=0.56$. 这就意味着，可以沿着晶粒边界弛豫的那一部分全切变等于 $1-0.56=0.44$.

取鈾的泊桑比为 0.23（根据文献 [8]），由方程式(1)得理論值 $G_P/G_H=0.535$. 这样一来，G_P/G_H 实驗值（0.56）和从晶粒边界粘滞性的概念导出的理論值（0.535）十分吻合.

β 区域的退火不仅增加了晶粒边界的粘滞性，而且还改变了切变模量曲綫中非弛豫部分的斜率（图 1，曲綫 3）. 众所周知，α 区域的退火并不能完全消除塑性形变后所具有的晶粒結构[9]，而切变模量的温度过程是和优先取向有关. 伴随着相重結晶的 β 相的退火消除了变形結构，并且在这种情况下，切变模量的温度过程与晶粒作无序取向的多晶体相对应.

按图 1 中曲綫 3 的 G/G_{20} 值，测出 β 相退火以后的晶粒边界弛豫的实驗值为 0,29 而不是 0.44，也就是說显著地減少了. 它証实了关于晶粒边界迁移率由于 β 相的退火而发生变化的假說.

在 960°C γ 相区域內回火 30 分鐘以后的样品，其 α 相区域的內耗最低(图 1，曲綫 4). 同时 450°C 以下的內耗和切变模量值几乎与在 β 相內退火的相同. 但是在 450°C 以上，內耗值明显地比 β 相退火后要低，而切变模量也弛豫得很少.

同晶型轉变时，随着晶体結构变化的同时物质的物理和机械性质也发生显著的变化[10]. 內耗，作为一种結构敏感的特性，也应当受到鮮明的改变.

有关純金属中多晶型轉变时的內耗变化，仅仅对鈷进行过研究[11,12].

图 2 所示为样品在 960°C 退火后，其鈾的內耗和切变模量的温度曲綫(直到 850°C). 內耗上升，并在 670°C 达到最大值，等温保温时在該温度条件下內耗降低到某一稳定值. 再进一步

加热到 780℃ 时，内耗又重新上升．在这一温度下，内耗等温上涨，并达到很大的数值(約为 0.13)，进一步加热时，内耗急速上升．切变模量在 670℃ 下有些增加，但在 768℃ 又显著減少．在 670 及 768℃ 保温情况下所发生的内耗的变化，是由于鈾中多晶型轉变而引起的．

在冷却过程中，多晶型轉变又伴随着内耗及切变模量的逆变化，但这个变化发生在較低一些的温度：755 和 645℃．这样一来，在内耗变化上出現了滞后現象，这种滞后現象在很大程度上与冷却速度有密切关系（測量过程中不作保温处理的情况下）．

在稍低于 $\alpha \rightarrow \beta$ 轉变温度以下进行保温，使得内耗有所減低，但在将样品进一步加热到 670℃ 时，内耗又猛烈上升．仅仅在这一温度下，由于保温处理而使内耗达到与 β 相对应的最小值．在 $\beta \rightarrow \gamma$ 轉变中也出现类似的現象，并伴随着内耗的增长．

在多晶型轉变的温度下，保温过程中鈾的内耗变化如图 3 所示．在所有的情况下，經过某一定时間的保温之后，内耗达到某一稳定值．当加热或冷却时，内耗随时間的变化具有完全可逆的性質．变化的規律是：内耗迅速增长(或減小)后，在最初持續的几分鈡内，就有一些減少(或增长)，然后継續平稳地达到稳定值．

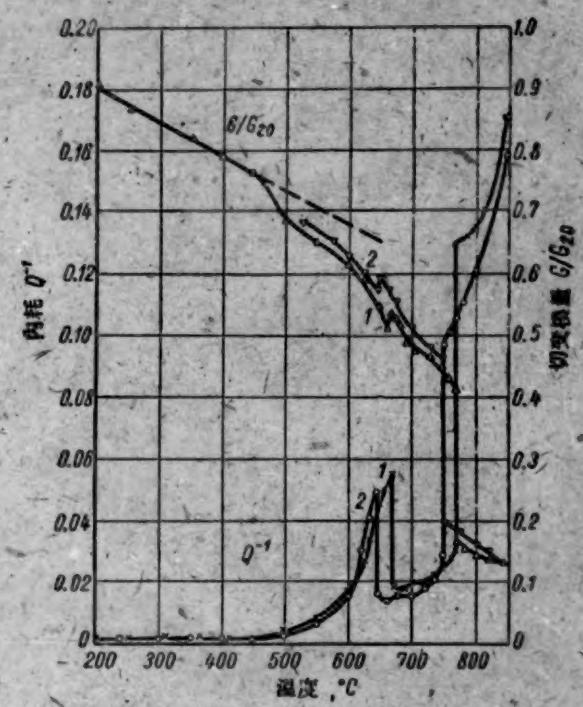


图2　鈾的内耗（下方）和切变模量（上方）与温度的关系（850℃ 以下）：
1——加热的曲綫；2——冷却的曲綫．

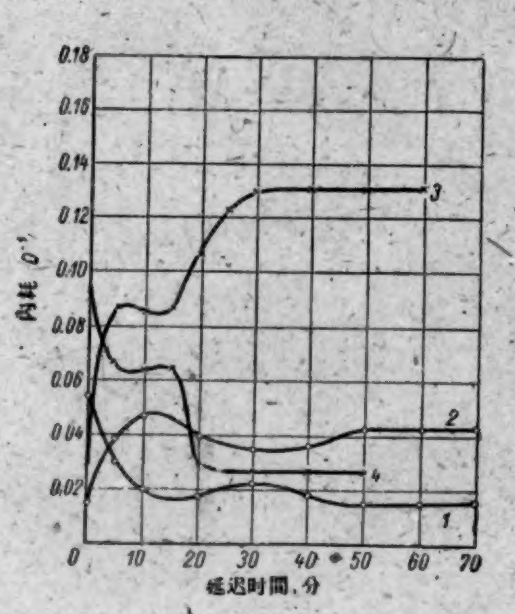


图 3　鈾中内耗变化与等温保温时間的关系
1——$\alpha \rightarrow \beta$ 轉变，670℃；2——$\beta \rightarrow \alpha$ 轉变，645℃；3——β—γ 轉变，768℃；4——γ—β 轉变，755℃．

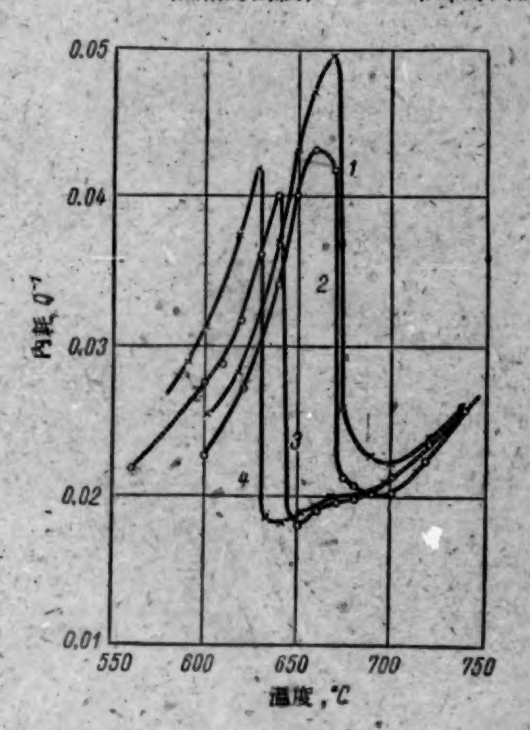


图 4　加热及冷却的速度对于鈾中内耗的影响
1——加热速度为 5 度/分鈡；
2——加热速度为 0.5 度/分鈡；
3——冷却速度为 0.5 度/分鈡；
4——冷却速度为 5 度/分鈡．

在連續加热(或冷却)过程中，发生多晶型轉变的温度是和温度变化速度有关的．图 4 所

示为在轉变区域內,两种加热速度(5 和 0.5 度/分鉀)下的內耗变化曲綫. 加热速度的增加,并不能显著地提高轉变溫度,因为,經过这种快速加热之后,在仅仅比內耗轉变溫度高出 5°C 的过热情况下,內耗的数值已經和在轉变溫度进行保溫时所得到的內耗相等. 換句話說,随着过热程度的增加,轉变速度增长得如此剧烈,以致不可能用增加加热速度(从 0.5 到 5 度/分鉀)的方法使轉变向高溫方向移动. 但是,增加冷却速度却显著地将轉变移向更低的溫度. 当用其他方法研究鈾的轉变时,也发現有类似的情况[13].

于是,鈾在多晶型轉变时的內耗变化在原理上和弛豫过程中的內耗变化是不同的. 多晶型轉变时,在恆定溫度(不依賴于振动頻率,并由轉变本身来决定)情况下,內耗发生变化. 由于保溫的結果,內耗达到一个一定的数值,这个数值相应于新的相态,也就是相应于新型晶格.

这样的一个事实值得特別注意:即在等溫保溫时,$\alpha\rightarrow\beta$ 的轉变过程中內耗減低了,而在 $\beta\rightarrow\gamma$ 的轉变过程中却有所增加. 这个现象証明了,在一定的溫度下,鈾的不同晶型变体的內耗值不同.

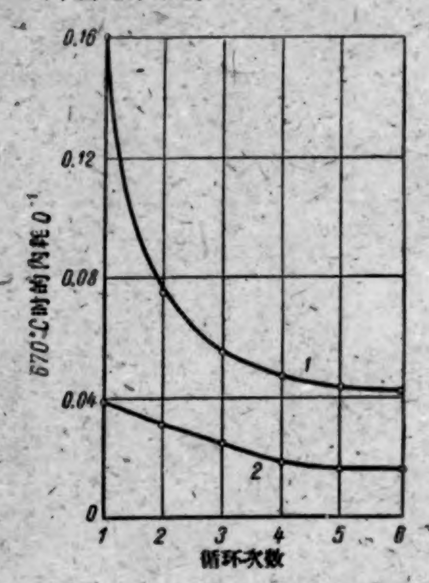


图 5　$\alpha\longrightarrow\beta$ 轉变中內耗的变化量与經历 $\alpha\rightleftarrows\beta$ 轉变的連續过渡次数的关系

1—α 鈾中的內耗,
2—β 鈾中的內耗.

根据多晶型在轉变过程中所产生的或者消失的晶格类型,內耗相应的增加或減少.

在多次經历 $\alpha\rightleftarrows\beta$ 的反复轉变的过程中,α 区域里的內耗一次比一次減低(在头几次循环里是这样);大約經过十次循环以后,α 区及 β 区域的內耗达到一定的,而且几乎是不变的数值. 图 5 表出轉变溫度附近內耗的极大値的減低和 $\alpha\rightleftarrows\beta$ 轉变次数的关系.

此时所观测的这个效应数量,实質上与溫度变化范围无关,并在 600—700°C 及 20—700°C 这两个范围內也都一样. 經过轉变之后,β 区域中內耗的最低値,在头几次循环之后也有所減低,但減低較少(图 5 曲綫 2). 这些效应显然与上述的一些現象有关:由于 $\alpha\rightleftarrows\beta$ 轉变,使优先取向降低并使晶粒边界的活动性減少了.

經过几次循环之后內耗就达到某一固定值,并在随后的循环热处理中不再发生变化,这个事实說明:人們熟知的,使样品发生尺寸变化的 $\alpha\rightleftarrows\beta$ 循环热处理,在一定的条件下(在 5—6 次循环中溫度变化速度为 ~5 度/分鉀),对于內耗并无影响.

图 2—4 中所繪的曲綫是从預先經过 5—6 次 $\alpha\rightleftarrows\beta$ 循环处理的样品上得到的.

从上述可以得出以下結論:

1. 450—500°C 溫度范围內,內耗曲綫上的迴折是由于晶粒边界粘滞性引起的,并在 β 及 γ 区域退火处理后消失,这是由于相变再結晶之后,晶粒边界活动性減低的緣故.

2. 鈾中的多晶型轉变是由在轉变溫度附近的內耗的等溫变化所引起,这种变化在加热及冷却时有可逆的特征.

3. 具有体心立方晶格,塑性最大的 γ 相鈾,其特征是內耗值最大. 四角形的 β 同質异晶体,傾向于脆性,有着最小的內耗値(在 $\alpha\rightarrow\beta$ 的轉变溫度下,β 鈾的內耗比 α 鈾的內耗低). 因此內耗不仅与晶体結构的类型有直接关系,并且也和該同質异构晶体塑性形变的能力有直接关系.

参考文献

[1] А. А. Бочвар и др: *Атомная энергия*, **5**, вып. 1, 5 (1958).
[2] Г. Я. Сергеев и др: *Атомная энергия*, **5**, вып. 6, 618 (1958).
[3] В. С. Постников: *Усп. Физ. наук*, **LXVI**, вып. 1, 43 (1958).
[4] А. А. Бочвар, Г. П. Томсон: *Атомная энергия*, **II**, № 6, 520 (1957).
[5] Чизуик, Келман: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 9. Л., Госхимиздат, 1958, стр. 184.
[6] S. Pugh: *J. Inst. Metals*, **86**, No. 12, 497 (1958).
[7] C. Zener: *Phys. Rev.*, **61**, 906 (1941).
[8] Р. Селлер: Ядерные реакторы. Т. III—Материалы для ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1956, стр. 285.
[9] Фут: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 9. Л., Госхимиздат, 1958, стр. 51.
[10] Е. М. Савицкий: Влияние температуры на механические свойства металлов и сплавов. М., Изд-во АН СССР, 1957.
[11] В. С. Постников: Тр. Кемеровского пединститута, **1**, 191 (1956).
[12] В. С. Постников: *Физ. металлов и металловедение*, **4**, 344 (1957).
[13] P. Lehr, J. Langeron: *Rev. metallurgie*, **55**, № 9, 829 (1958).

鋯-鈹系相图

叶密里揚諾夫 (В. С. Емельянов)
郭　丁 (Ю. Г. Годин)
叶甫斯久欣 (А. И. Евстюхин)
魯沙科夫 (А. А. Русаков)

用金相的、热学的和X射綫的定性相分析法及硬度測量法，研究了鋯-鈹合金，并且繪制了它的相图．确定了該系有四个中間相：$ZrBe_2$、$ZrBe_6$、$ZrBe_9$ 和 $ZrBe_{13}$．前三种化合物是在温度分別为 1235°、1475° 和 1555°C 时按包晶反应形成；后一种化合物是在温度 1645°C 随着出現最大値而熔解．在温度 965°C 和含鈹 5%(重量)时，$ZrBe_2$ 与鋯之間形成共晶体．鋯中加鈹使 α—β 轉变温度降低和在 800°C 下形成共析体．α 鋯中鈹的溶解度小于 0.1%(重量)，而 β 鋯中鈹的溶解度小于 0.3%(重量)，鈹中鋯的溶解度不超过 0.3%(重量)．

过去对鋯-鈹系相图研究得很少．根据对粉末冶金法制成的合金試样所进行的研究[1]，在鋯-鈹系内，富鋯区域可能存在着共晶体，至少有四个中間相．一个成份为 $ZrBe_2$，另一个約为 27% Be(重量)，其余相的成分是可变的．鋯中加鈹能够提高 α—β 轉变温度．

在較晚发表的文献[2]中，証实了在温度 980°C 和 5% Be(重量)时，存在着 $ZrBe_2$ 化合物和共晶体．除了存在 $ZrBe_2$ 化合物外，最可能有 $ZrBe_6$、$ZrBe_9$、$ZrBe_{16}$ 金属間化物，也可能存在 $ZrBe_2$ 在 $ZrBe_9$ 中的固溶体区．鋯中加鈹会引起 α—β 轉变温度的降低和共析体的形成．文献[3]指出了鋯-鈹系内存在 $ZrBe_2$ 和 $ZrBe_{13}$ 化合物，估計，有 $ZrBe_4$ 和 $ZrBe_7$ 中間相，并且后者可能具有均質区．

$ZrBe_2$ 化合物的結构研究証明[4]，这种化合物为六方晶格，周期 $a = 3.82$ Å，$c = 3.24$ Å，$c/a = 0.848$．$ZrBe_{13}$ 化合物为面心立方晶格，周期 $a = 10.047$ Å．

由于对鋯-鈹系存在着相互矛盾的数据，作者决定用显微研究、热分析和X射綫相分析法，以及用測量硬度和显微硬度等方法，对此系进行系統的研究．

在制备合金的时候，系采用純度为 99.7%(重量)的碘化鋯条和純度为 99.4%(重量)的蒸餾鈹(集合状)作为原材料．

合金的熔炼是在水冷銅塌的电弧炉(洁淨氬气)中进行．合金的試样經过多次精炼，并制成重量为 25～40 克的棒．由于鈹在熔炼过程中的蒸发作用，使得合金的制备复杂化，即合金的成份易变，难于观察熔炼过程，以及鑄錠在冷却或在电弧炉内冷却的时候，由于产生很大的热应力而有碎裂和劈裂的現象．后一种現象使鑄錠大大失重(在許多情况下，失重达到配料重量的 10～20%)．

試样的化学分析結果表明，合金中的鈹含量与配料成分的鈹含量比較減少了一些(在許多情况下大致減少 1～2%)．

对于長期退火后的鑄造和淬火合金进行了金相研究．合金的热处理規范列于下表．

合金系在充满着氬气的石英細頸瓶中退火，以防止鈹在退火过程中蒸发．合金的淬火是采用从炉中迅速取出瓶子而噴入水的方法．

金相研究用的磨片是用普通方法制备．为了預防脆性合金在研磨的时候产生剥离現象，

合金的热处理规范

退火温度,℃	退火时間,小时	退火温度,℃	退火时間,小时
750	250	870	150
730	220	935	110
810	188	1000	70
830	170	1200	35

附注：含鈹超过17%(重量)的合金,系在温度1000°和1200℃下退火.

最細的砂紙要涂一层腊. 为了显現合金的結构，金相磨片要在氟氫酸和硝酸水溶液中进行浸蝕.

合金的热分析是在眞空下进行,加热和冷却速度为5～7℃/分. 測定了含鈹2.9; 5.04和8.9%（重量）的合金的临界点. 鋯中加鈹降低了α—β轉变温度. 鋯-鈹系中的共析分解是在～800℃的温度下进行,而共晶体的熔点为965℃.

合金的初熔点是按照試样中心未穿透孔的移变法（比拉尼和阿尔多士姆法）进行測定的. 在測定合金的初熔点时，采用把試样压入电极之間通电的眞空加热方法将試样加热. 对硬度极高的、一般无法机械加工的試样,其未穿透孔是在超声波机床上加工的. 温度計的校正是按照純金属(鋯、鉄、鎳)的熔点进行的.

合金試样的X射綫研究采用的是K_α輻射的照相法和电离法. 在第一种情况下，X射綫图是在底片非对称的РКУ-86充电盒内获取的,在第二种情况下,是利用УРС-50И装置获取的. 用УРС-50И装置获取的被研究合金的X射綫衍射曲綫,系用以校驗照相法的数据. 富鋯或富鈹的合金粉,是从合金上銼下来的. 其余合金的粉碎，先在压力机上压碎成小块，然后在瑪瑙鉢中研碎. 为了消除内应力,合金粉应在高眞空和温度～700℃下退火2～3小时.

合金的显微硬度是在洛氏硬度計(金刚石圓錐体压头、載荷15公斤)上进行测量的. 曾經試图在普通載荷下測定硬度,結果沒有成功,因为合金的微粒落入了測量部位之內.

根据研究所获得的資料,繪制了鋯-鈹系相图（图1).

对于鑄造試样以及用于測定初熔点和热分析的試样所进行的金相研究确定,鋯-鈹系中的共晶点位于温度965℃内,相当于含鈹～5%（重量)的合金.

等温退火的合金結构的研究表明,在共晶温度附近,β鋯中鈹的溶解度小于0.3%(重量); 鋯用鈹来合金化不会引起β相稳定化; 后者在淬火以后轉变成为α'相，即α鋯中鈹的过飽和固溶体.

固态β相在温度800℃下分解. $\beta \rightleftarrows \alpha + ZrBe_2$的共析分解，是根据热分析資料和用研究等温退火合金的方法确定的. 它具有如图2所示的結构. 图2,a所示的結构，是由含鈹0.18%（重量)的合金在810℃下退火后所得的α和β相的机械混合物組成. 图2,б所示为同一合金在790℃下退火以后的結构. 在該試样中，β相在退火过程中分解并凝聚成α相和$ZrBe_2$. 鋯-鈹系按照显微研究資料所确定的共析点,相应于含鈹～0.23%（重量)的合金.

关于α鋯中鈹的最高溶解度值，是根据含鈹0.1%（重量）的合金的結构得出的. 这种在810℃下退火后迅速冷却的合金,基本上由α相的晶粒組成,其中有少量的、等温形成的β相晶粒.

对于一系列鑄造和退火合金的显微結构所进行的研究表明，鋯-鈹中确实存在四个中間相. 当合金含鈹5%(重量)时，其中共晶体由β相和中間相（含鈹16.5%）的$ZrBe_2$的机械混合物組成. 对于含鈹>5%(重量)的鑄造合金,这个相的初晶是在$\beta + ZrBe_2$共晶混合物的底

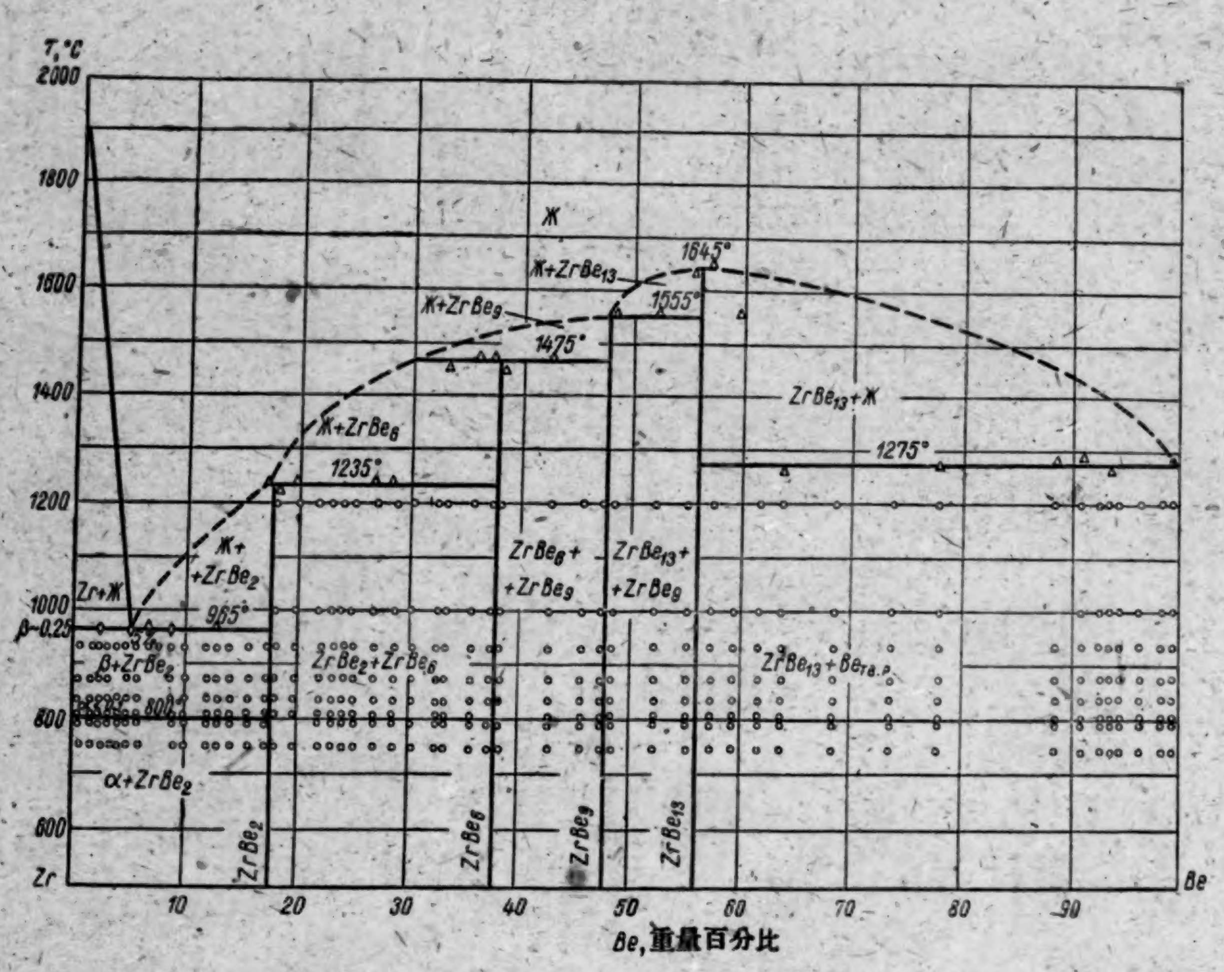


图 1 锆-铍系相图

○——二相合金；△——合金的初熔点；◇——合金的初熔点(根据热分析的資料).



图 2 含铍 0.18%(重量)的合金(×340)：
a——810°C 退火； б——790°C 退火

面上观察到的(图 3). 从图 3 可以看到含铍 5.87%(重量)的合金的显微結构. 含铍 16.3%(重量)的合金,其結构几乎完全由 $ZrBe_2$ 晶粒組成.

在示出含铍 17.65%(重量)的鑄造合金显微結构的图 4 上，可以看到下列中間相、主要是包晶形成的 $ZrBe_2$ 相的初晶. 含铍 36.7%(重量)的合金的結构是由第二个中間相的晶粒組



图 3 含鈹 5.87%(重量)的鑄造合金(×500).

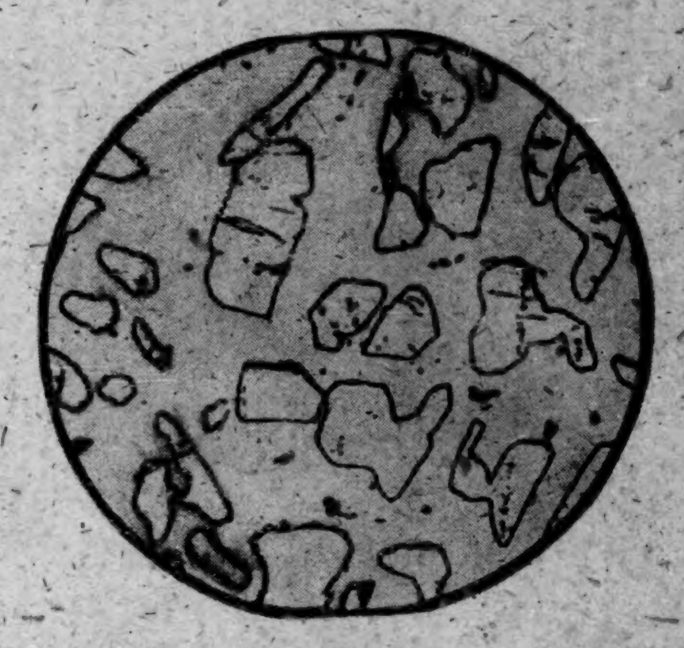


图 4 含鈹 17.65%(重量)的鑄造合金(×340).

成，因此这个相就是 $ZrBe_6$. 由此可見，$ZrBe_2$ 是在 1235℃ 下因 $ZrBe_6$ + 液相⇄$ZrBe_2$ 包晶反应形成的. 在含鈹 30.4%(重量)的鑄造合金的結构中，有第三个中間相的初晶，它围繞着包晶的 $ZrBe_6$，处于 $ZrBe_2$ 的母液中. 后一个相中的鈹含量为 47.1%（重量），因而分子式写为 $ZrBe_9$. 相 $ZrBe_6$ 是由于在温度 1475℃ 下产生 $ZrBe_9$ + 液相⇄$ZrBe_6$ 包晶反应而形成的.

图 5 所示为含鈹 42.7%（重量）的鑄造合金的、由中間相（含鈹 56.3%）的 $ZrBe_{13}$ 和在 1555℃ 下按 $ZrBe_{13}$ + 液相⇄$ZrBe_9$ 包晶反应形成的 $ZrBe_9$ 的初晶所組成的显微結构.



图 5 含鈹 42.7%(重量)的鑄造合金(×340).



图 6 含鈹 77.9%(重量)的鑄造合金(×200).

化合物 $ZrBe_{13}$ 在温度 1645℃ 随着出現最高温度値而熔化. 含鈹超过 56.3%（重量）的合金，其結构由 $ZrBe_{13}$ 相与富鈹固溶体的机械混合物組成. 图 6 所示含鈹 77.9%（重量）的合金的、由鈹中鋯的固溶体母体中 $ZrBe_{13}$ 的初晶所組成的显微結构，具有非常寬的双相区.

$ZrBe_{13}$ 与鈹之間的相互作用的特点(共晶或包晶)沒有确定. 共晶点或者包晶点应位于温度 1275℃ 下的 99.5～100%（重量）鈹浓度范围之內. 鈹中鋯的溶解度沒有測定，但是估計它

不会超过 0.3%(重量).

为了証实金相研究的資料，曾經研究了处于各种不同相的一系列合金的 X 射綫照片和繞射曲綫，幷对它們进行了相分析．图 7 所示为 X 射綫照片的示意說明图．繞射曲綫也繪制成外推曲綫，以确定相应的单相合金的浓度．为了繪制这种曲綫，曾經测量了各种成份合金的若干对繞射最大値的相对強度，同时在每一对繞射最大値中取各种合金的最大値．

根据显微研究結果所获得的数据証明，在鋯-鈹系中有 4 种成份分别为含鈹 16.5；37；47.1 和 56.3% 的中間化合物．經过精密的测量确定，金属間化物 $ZrBe_2$、$ZrBe_6$、$ZrBe_9$ 和 $ZrBe_{13}$ 的晶格周期，当偏离化学計算的成份时沒有显著的变化（当 $\theta \simeq 85°$ 时，原子平面間距等于 ±0.00004 Å）．对 $ZrBe_6$ 和 $ZrBe_9$ 按照最強烈的綫条計算的原子平面間距，具有相同的値，但是繞射綫的強度則显著不同．这就說明两种金属間化物的結构具有相似性．

$ZrBe_{13}$ 的 X 射綫照片的特性，証实了这种化合物为面心立方晶格，其周期 $a = 10.009$ Å．

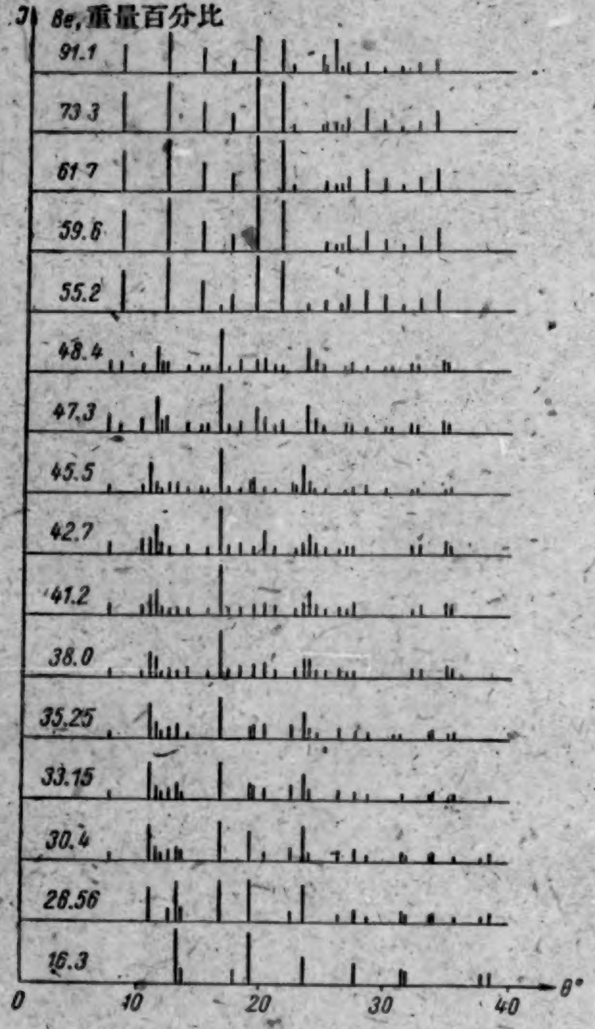


图 7 鋯-鈹合金粉的 X 射綫照片示意图

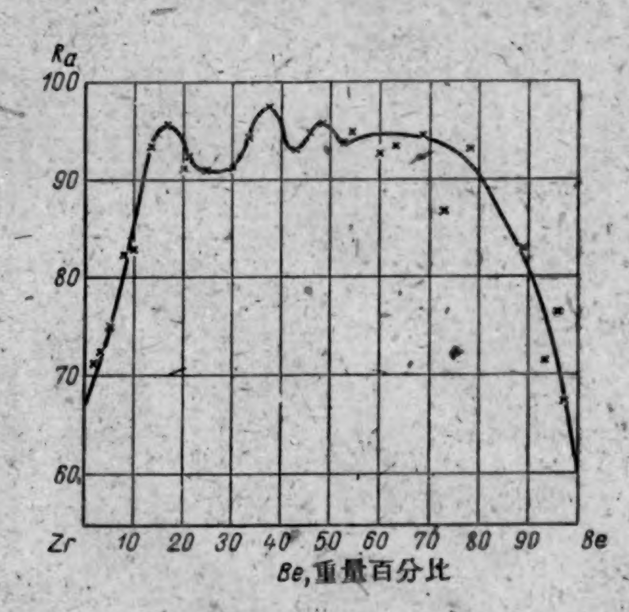


图 8 鋯-鈹鑄造合金的硬度与其成分的关系.

图 8 所示的鑄造合金的硬度与其成份的关系曲綫，在成份为含鈹 16.5；37，47%(重量)下具有三个最高値，相应于化合物 $ZrBe_2$、$ZrBe_6$ 和 $ZrBe_9$ 的位置．对于含鈹 56.3%(重量)的、相当于金属間化物 $ZrBe_{13}$ 的合金，在硬度曲綫上沒有最高値．十分明显，这与含鈹約为 56.3%(重量)的合金中存在大量气泡和显微裂紋有密切的关系．鋯中加鈹能显著提高其硬度，鈹中加鋯也有类似的作用，只是程度較小而已．

显微硬度的测量数据証实了在鋯-鈹系中存在四个中間相．化合物 $ZrBe_{13}$ 的显微硬度最高(1580 公斤/毫米²)，而化合物 $ZrBe_2$ 的显微硬度最低(840 公斤/毫米²)．$ZrBe_6$ 和 $ZrBe_9$ 两个相的显微硬度分别为～1145 和 1230 公斤/毫米²．共晶体的显微硬度为 244 公斤/毫米².

总的来說，所获得的相图（图 1）与文献[3]所列的取向相图相似．和早先发表的資料有所不同的是，我們的研究确定了鋯-鈹系中存在四个道尔頓型的中間相[1]．在富鈹的区域內，存在着金属間化物 $ZrBe_{13}$，它在出現最高値时熔化，是一种最难熔的化合物．其余化合物也是随着

1) 譯者注：道尔頓型的中間相是指合金中存在的稳定化合物.

出現最高值而熔化．在鋯-鈹系中，基于金属間化物的固溶体是沒有的．同样可以指出，鋯中加鈹会降低鋯的 α—β 轉变温度．

[吳振寰譯]

参 考 文 献

[1] H. Hausner, H. Kalish: *J. Metals*, **188**, No. 1, 59 (1950).
[2] J. McGurty et al.: Report TID-5061, April 1951.
[3] M. Hansen, K. Anderko: Constitution of Binary Alloys. New York, McGraw-Hill Book Co., 1958.
[4] *Acta crystallogr.*, **7**, 132 (1954).
[5] *Acta crystallogr.*, **2**, 258 (1949).

輻照剂量和吸收剂量之間的关系

西文采夫 (Ю. В. Сивинцев)

本文指出了"輻照剂量"和"吸收剂量"两概念之間的区別,列示了按照輻照剂量的絕对测量結果計算吸收剂量的具体公式,闡明了当我們对 200 仟电子伏—32 兆电子伏之間各种不同能量的伦琴和 γ 輻射进行剂量测量时电子平衡的条件.

直到不久以前,在放射生物学中还流行着这样一种观点.这种观点認为:只有穿透輻射电离細胞分子所耗的能在生物学中才是传給有生物的有效能量.相应地把测量被輻照介質的絕对电离数値当做了剂量学中的重点,而对于传給物質的能量的估計却視为派生的过程.但是,在放射生物学中許多过去被当做公理的准則近年来也有了改变.其中这一領域內的一个重大发明——細胞內激发能量的迁移过程会引起蛋白質分子破坏的附加效应,結果使細胞电离的效果[1] 增強,促进了上述情况的改变.对現代剂量学中某些原理已重新进行了評价.經过多年爭論以后,現代剂量学的基本任务終于被認为是测定一克被电离輻射的物質所得到的能量問題.

这一問題的決定已經反映在国际放射学单位和测量委員会(IRCU) 1957 年所发表的建議中[2].

我們首先来談談精确地区別吸收剂量和輻照剂量两种概念的必要性.前面已經指出,剂量学的基本任务是测定吸收剂量 D,即传給被电离輻射輻照的单位物質質量 Δm 的能量 ΔE.吸收剂量值是唯一的一个为剂量学本身所确定的严格的物理值.根据定义

$$D = \frac{dE}{dm} = \frac{1}{\rho}\frac{dE}{dv} \tag{1}$$

式中 $\Delta m = \rho\Delta u$ 吸收剂量的量綱是

$$[D] = \frac{\text{焦耳}}{\text{仟克}} = \frac{\text{瓦}\cdot\text{秒}}{\text{仟克}} \tag{2}$$

吸收剂量的专門单位是拉特.它在数值上等于

$$10^{-2}\,\text{瓦}\cdot\text{秒/仟克} = 10^{2}\,\text{尔格/克} \tag{3}$$

术語"吸收剂量"不能認为是适当的,因为任何剂量都是吸收輻射的結果(眞空不可能得到任何剂量).考虑到这一点,西德放射性防护委員会对吸收剂量提出了"能量剂量"的术語,而对輻照剂量則称为"电离剂量"[3].但是,考虑到必須統一科学文献中的术語起見,在以后叙述中我們采用国际放射学单位和测量委員会(ICRU)的最新方案.

虽然吸收剂量在物理上是对任意形式的电离輻射和任意介質而严格定义的,但是剂量的直接测量是极端困难的,只能在量热法的基础上才是可能的.量热法仅用在测量效果的值特別高,而且根本不能对生物应用的某些情况下使用.但是这一問題常常可以用测量輻照剂量(以伦琴表示)的方法解決.后一数值(仅表征輻射場,不依賴被輻照物体的成份),可以根据广泛应用的电离测量方法求出.对于伦琴和 γ 輻射,测量常在标准介質(空气)內进行,主要的优点是:輻射的綫性吸收系数与其能量的关系实际上和活机体的組織是相同的.众所周知,由于后一情况,就有可能在大的能量范围內建造所謂沒有硬度过程的电离室.用电离計方法测量輻照剂量的实际結果可以用最簡单的关系式表出:

$$I = \frac{dQ}{dm} = \frac{1}{\rho_B} \frac{dQ}{dv}, \tag{4}$$

式中 Q——为电量,而 ρ_B——为空气密度.

輻照剂量的量綱是:

$$[I] = \frac{庫仑}{仟克} = \frac{安培 \cdot 秒}{仟克} \tag{5}$$

测量輻照剂量的专門单位是伦琴,数值上等于

$$2.58 \times 10^{-4}\ 安培 \cdot 秒/仟克 = \frac{1\ 静电单位电量}{0.001293\ 克} \tag{6}$$

吸收剂量,其值不仅由輻射决定,而且还要由被輻照物体的成份决定,可以根据(除上面提过的直接量热法外)輻照剂量测量,电离测量,螢光测量或輻射化学效应测量求出. 因为电离輻射的生物作用主要制約于物质所接受的能量. 显然,生物效应与吸收剂量的关系应該比輻照剂量的大. 精确地区别輻照剂量和吸收剂量的必要性可由下面的例子說明:在相同的輻照剂量(用伦琴表示)情况下,在骨骼組織中的吸收剂量(用拉特表示)能够比邻近軟組織中的吸收剂量大三倍多[4].

在許多情况下,吸收剂量能够根据輻照剂量的测量很容易算出,因此,在伦琴或 γ 射綫照射下作为輻照剂量实用单位的"伦琴"仍然是現代实用剂量学的基本量.

根据伦琴的定义,由光子束在标准条件下 1 厘米^3 的干燥空气中形成的高能电子所引起的空气电离(以电量的静电单位表示)等于伦琴数. 实际上,在給定的空气体积中所形成的电子把本身的部分能量消耗于給定体积之外. 另一方面,在所研究的体积之外所发生的某些电子在給定体积中产生了附加的电离,因此电离损失能够部分地或全部地得到补偿. 众所周知,以伦琴表示的测量需要完全的补偿,假如,1)由被研究点至少到被测量的輻射所形成的电子的最大射程,在所有方向內,伦琴或 γ 輻射的強度和能譜沒有变化;2)能量的質量吸收系数和介质的抑制本領在同样区域內的所有距离上为常数. 当被輻照的介质中任何一点都保持电子 γ 平衡的条件滿足时,这一要求实际上是可以滿足的.

当滿足这些条件时,研究点周围的无限小体积內,一个电子离开后,实际上便有另一个能量相同的电子从外面进入这一体积. 这样一来,在这种情况下,由所有通过体积的次級电子在介质內传給体积 Δv 元素的能量,等于在 Δv 体积內由輻射所形成的次級电子沿其射程传給介质的能量. 从上述可以得知,不論在标准电离室中(其测量体积的四周围有大量的空气),或者在与空气等效的电离室中(如其壁厚不小于次級电子在构成器壁的材料中的最大射程,而又是相当薄的,甚至可以忽略原始輻射在其范围內的吸收.)都能达到电子的平衡.

下列情况是电子平衡不存在的典型例子:

1. 在直接靠近輻射源区域的輻射場,輻射場处強度变化很快;

2. 在带有不同原子成份(而不是密度[5])的物质之間的边界区域,如軟組織和骨骼組織一样;

3. 在介质中与次級电子射程的平均长度相等的距离上受到強烈衰減的高能(实际上高于 3 兆电子伏)伦琴或 γ 輻射.

正如格雷 (Gray)[6] 在 1936 年所确定的,吸收剂量可借助于处在所考察的被輻照物质的一点上的充气空腔內的电离与单位质量被輻照物质获得的能量之間的关系来估計,当空腔的尺寸充分小时,其中所充的气体 A 与所考察被輻照物质 Б 受到同一致电离粒子流的作用. 因此,

$$D_Б = S_{БA} D_A \tag{7}$$

式中 $S_{БA}$ 表示被輻照介质与充在区域內的气体对次級电子的质量阻止本領之比值.

在应用标准介质(空气)的情况下,对足够小的体积,关系式可以写为:

$$D_B = U_i I \tag{8}$$

式中系数 U_i 与在空气中形成一对离子所需要的能量平均值 W_i 之間的关系为:

$$U_i = W_i/e \tag{9}$$

式中 e 为电子电荷.

根据最近研究,对于在空气中的伦琴和 γ 輻射,数值 W_i 可能处于 33 到 35 电子伏之間.現在,在計算中(应用到带有光子能量高于 20 仟电子伏的伦琴和 γ 輻射),推荐利用数值 $W_i = 34$ 电子伏 (5.44×10^{-11} 尔格). 因此,当以瓦·秒/仟克为单位测量吸收剂量 D_B 而以安培·秒/仟克为单位测量輻照剂量 I 时,U_i 的数值为 34 伏. 当輻照剂量 I 为 1 伦琴的伦琴或 γ 輻射时,在标准条件下的空气中或在电子平衡条件下的空气等效物质中的一定点的吸收剂量 D_B 为:

$$\left(\frac{1\ \text{静电单位电量}}{0.001293\ \text{克空气}}\right) \times \left(2.082 \times 10^9 \times \frac{\text{电子}}{1\ \text{静电单位电量}}\right) \times \left(34\ \frac{\text{电子伏}}{\text{电子}}\right) \times$$
$$\times \left(1.602 \times 10^{-12}\ \frac{\text{尔格}}{\text{电子伏}}\right) \times \left(\frac{1\ \text{拉特}}{100\ \text{尔格/克}}\right) =$$
$$= 0.877\ \text{拉特} \simeq 0.88\ \text{拉特}$$

由此可見,当以伦琴单位测量輻照剂量 I,而以拉特表示空气中的吸收剂量时,系数

$$U_i \simeq 0.88\ \text{拉特/伦琴} \tag{10}$$

由以上所述可知,当任何电离室或其它测量仪器,在利用标准电离室或任何其它表为伦琴的方法校正后,在电离室器壁中电子平衡的条件下测得輻照剂量为 I 伦琴时,則那时在伸展着空气质量的同样点上,在平衡条件下的吸收剂量为:

$$D_B \simeq 0.88 I\ \text{拉特} \tag{11}$$

由此关系式可看出,伦琴是輻照剂量的单位而不表示在空气中的吸收剂量.

为了說明巳經形成的論点起見,图 1—3 表出了对于带有能量为 200 仟电子伏的伦琴射綫和带有能量为 2 及 31 兆电子伏的韌致輻射在水模型不同深处的吸收剂量和輻照剂量大小[7].利用所列公式从理論上計算了輻照剂量[1)],而吸收剂量則利用頂針电离室在外推电离室(它的上电极厚度可以改变)模型的正面一层中进行测量. 电离室由电木(酚醛塑料)和石墨的混合

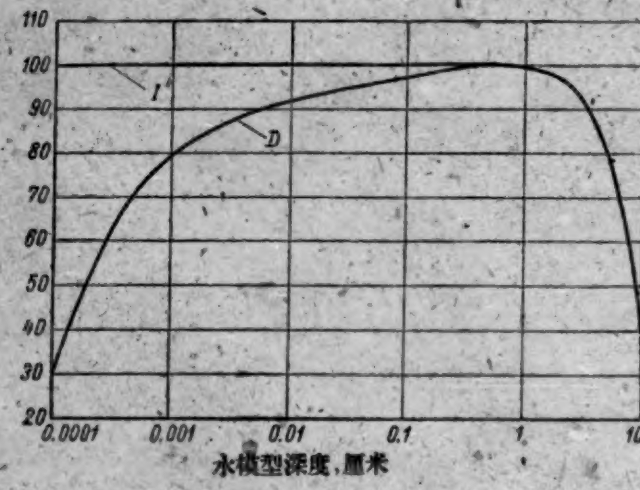


图 1 对于 200 仟电子伏的伦琴輻射,在水模型的不同深度处的輻照剂量 I 和吸收剂量 D.(达到平衡的深度为 0.3 毫米)

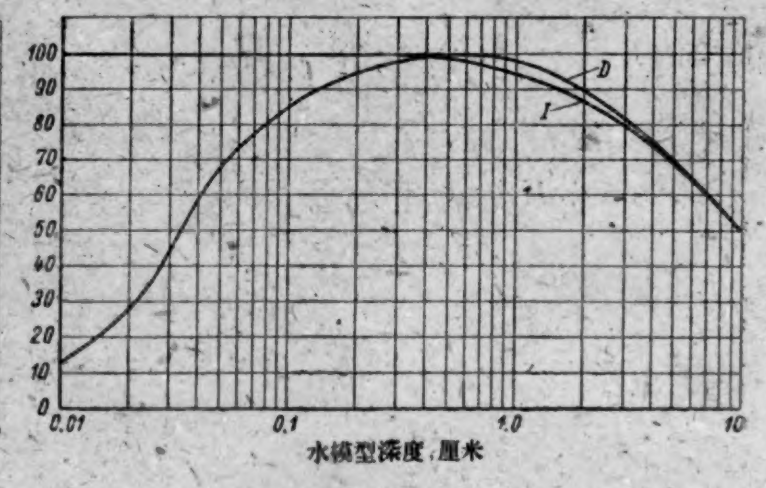


图 2 对于 2 兆电子伏的韌致輻射,在水模型的不同深处的輻照剂量 I 和吸收剂量 D(达到平衡的深度为 5 毫米)

1) 輻照剂量的曲綫指出了当所假定的模型不存在时原始輻射的衰減(在以克/厘米²表示的空气等效厚度中).

物組成；为改善电极的导电性，特在它的表面上用汽化金属涂料的方法涂以薄的金属层(氧化釩或銅). 当考察图例时可以看到，对于 200 仟电子伏的伦琴輻射来說，当这种輻射在深度为 0.3 毫米处所达到的电子平衡建立后，吸收剂量就可以按照輻照剂量測量的結果而得到. 对于 2 兆电子伏的韧致輻射，电子平衡在深度 5—6 毫米处达到，但是在給定情况下，輻照剂量和

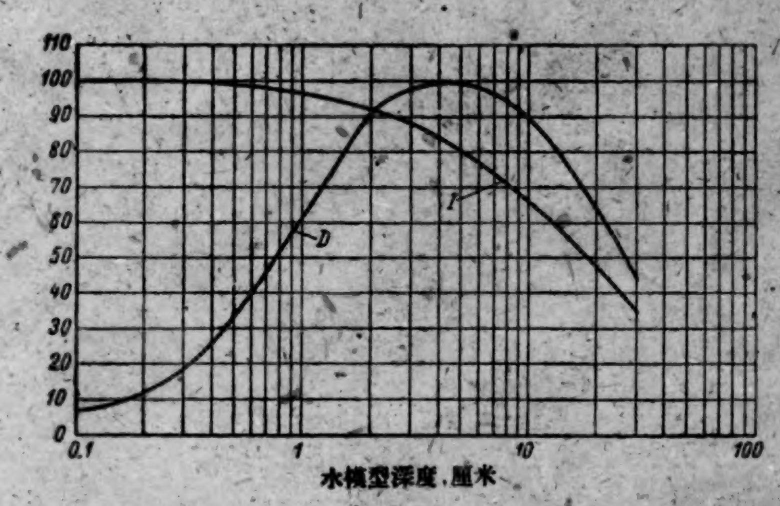


图 3 对于 31 兆电子伏的韧致輻射，在水模型的不同深处的輻照剂量 I 和吸收剂量 D (达到平衡的深度为 60 毫米)

吸收剂量之間的关系只是近似地(在百分之几的范围内)保持. 对于 31 兆电子伏的韧致輻射，用能量单位表示的輻照剂量(在此能量下，未被应用的伦琴单位可看成为 93 尔格/克)在图解上假定标出是为了說明它与吸收剂量缺乏相互关系. 先决条件是：当在給定情况下在深度大于 60 毫米处达到了电子平衡时，原始輻射的吸收便极重要地表現出来.

考虑到所列一般关系式(7)以后，我們可以研究在电离室的空气等效壁内电子平衡的两种实际很重要的常遇情况. 第一种情况与校正为伦琴的电离室的应用相联系着，校正工作是利用下面一种光譜組成的伦琴或 γ 輻射来进行的，这种光譜組成存在于我們所感兴趣的被輻照介質的点内. 在放射生物学的实驗中，射綫的作用一般还是很強，而且在利用专門的伦琴或 γ 装置进行的时候，經常遇到这种情况. 此装置的輻射譜已很清楚，它并能在校正剂量計时再現. 除了已經提到的电子平衡外，加在測量装置的唯一限制是：电离室的尺寸必須极小，以便在放到輻射場时不会使場发生显著的变化. 器壁材料在这里可以任意选择，因为，尽管它对室內的电离有影响，但这种效应在利用标准电离室对剂量計作校正时实际上已經考虑到了.

当上述条件满足时，在介質 Б 內的吸收剂量可以利用下列关系式按照輻照剂量的測量結果而得到：

$$D_{\text{Б}} = D_{\text{B}} \frac{({}_m\mu_{en})_{\text{Б}}}{({}_m\mu_{en})_{\text{B}}}, \tag{12}$$

$$D_{\text{Б}} = 0.88\, I \frac{({}_m\mu_{en})_{\text{Б}}}{({}_m\mu_{en})_{\text{B}}} = fI \text{ 拉特}, \tag{13}$$

式中 ${}_m\mu_{en} = {}_m\tau + {}_m\sigma_a + {}_m\kappa$ 表示介質(或空气)对能量的質量吸收系数，表为厘米^2/克，是对穿过介質到所研究点的伦琴或 γ 輻射的所有能譜計算的；${}_m\tau$，${}_m\sigma_a$，${}_m\kappa$ 相应地表示对光电效应，康普頓效应和电子偶形成过程的質量吸收系数，而 f 表示数值上等于表为拉特的吸收剂量和表为伦琴的輻照剂量之比值的一个系数.

在表 1 中列出了国际放射学单位和測量委員会最新推荐的单能光子照射下水、軟組織和骨骼組織的質量吸收系数的值.

同时，空气、軟組織和骨骼組織的化学組成与国际推荐的相同[2].

表 1 能量的质量吸收系数和系数 f

光子能量 兆电子伏	能量的质量吸收系数 $({}_m\mu_{en})$, 厘米²/克				$f=\frac{0.88\,({}_m\mu_{en})\text{介质 B}}{({}_m\mu_{en})\text{空气}}$		
	水	空气	骨骼組織	軟組織	水/空气	骨骼組織/空气	軟組織/空气
0.010	4.80	4.66	19.0	4.96	0.92_0	3.58	0.93_8
0.015	1.32	1.29	5.80	1.36	0.89_7	4.00	0.92_5
0.020	0.523	0.516	2.51	0.544	0.88_7	4.27	0.92_5
0.030	0.147	0.147	0.743	0.154	0.87_7	4.43	0.91_9
0.040	0.0047	0.0640	0.305	0.0677	0.88_7	4.18	0.92_8
0.050	0.0394	0.0384	0.158	0.0409	0.90_0	3.61	0.93_4
0.060	0.0304	0.0292	0.0979	0.0312	0.91_8	2.94	0.93_7
0.080	0.0253	0.0236	0.0520	0.0255	0.94_0	1.93	0.94_8
0.10	0.0252	0.0231	0.0386	0.0252	0.95_7	1.47	0.95_7
0.15	0.0278	0.0251	0.0304	0.0276	0.97_1	1.06	0.96_4
0.20	0.0300	0.0268	0.0302	0.0297	0.98_2	0.98_3	0.97_2
0.30	0.0320	0.0288	0.0311	0.0317	0.97_7	0.94_7	0.96_8
0.40	0.0329	0.0296	0.0316	0.0325	0.97_5	0.93_6	0.96_8
0.50	0.0330	0.0297	0.0316	0.0327	0.97_4	0.93_8	0.96_0
0.60	0.0329	0.0296	0.0315	0.0326	0.97[illegible]	0.93_8	0.96_0
0.80	0.0321	0.0289	0.0306	0.0318	0.97_4	0.92_9	0.96_5
1.0	0.0311	0.0280	0.0297	0.0308	0.97_4	0.92_7	0.96_5
1.5	0.0283	0.0255	0.0270	0.0281	0.97_8	0.92_9	0.96_8
2.0	0.0200	0.0234	0.0248	0.0257	0.97_4	0.92_0	0.96_9
3.0	0.0227	0.0205	0.0219	0.0225	0.97_1	0.93_7	0.96_9
4.0	0.0205	0.0186	0.0199	0.0203			
5.0	0.0190	0.0173	0.0186	0.0188			
6.0	0.0180	0.0163	0.0178	0.0178			
8.0	0.0165	0.0150	0.0165	0.0163			
10.0	0.0155	0.0144	0.0159	0.0154			

表 2 对不同伦琴輻射譜，1 伦琴的輻照剂量在水、軟組織和骨骼組織中所相应的平均吸收剂量

加于管子上的工作电压，仟伏	滤片厚度，毫米	半衰減层，毫米	譜	$f=\frac{\text{拉特}}{\text{伦琴}}$		
				水	軟組織	骨骼組織
100	0.18 Cu	0.25 Cu 或 5.5 Al	測出的	0.91	0.94	3.10
100	0.18 Cu	0.25 Cu 或 5.5 Al	計算的	0.91	0.94	3.13
150	0.075 Cu	0.2 Cu	,,	0.92	0.94	2.69
200	0.20 Cu	0.5 Cu	,,	0.94	0.95	2.05
250	0.17 Cu+3.0 Al	1.0 Cu	,,	0.95	0.95	1.76
250	0.9 Cu+3.0 Al	2.0 Cu	,,	0.96	0.96	1.42
280	—	1.7 Cu	測出的	0.96	0.96	1.44
280	—	2.5 Cu	,,	0.97	0.96	1.22
280	—	3.1 Cu	,,	0.97	0.965	1.13
400	—	4.16 Cu	,,	0.97	9.7	1.11

在表 2 和图 4 上列出了按一系列伦琴輻射譜平均而得到的(不論是在实驗中加以測量的或是按照克拉米尔斯 (H. Kramers) 公式[8]进行計算的)系数 f 的实际上重要的数值。

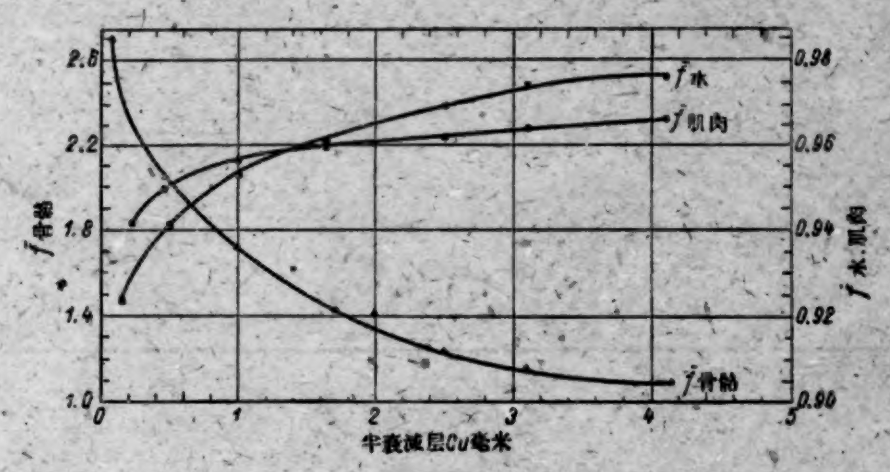


图 4 作为半衰減层的函数的系数 $\bar{f}$ 之值.

輻照剂量的测量方法也成功地应用于确定已知性质的 γ 輻射的放射性. 例如,在第二屆和平利用原子能国际会議上,英国的一些学者在报告中指出[9],用此方法可以容易地确定鈷源的放射性,精确度为 ±5%. 应当承認,对于大多数目的这已經是足够满意的了.

在电子平衡条件下,对伦琴或 γ 輻射的吸收剂量进行絕对测量的第二个实际上重要的情况是与采用器壁由空气等效材料所組成的电离室相联系着的. 保持电子平衡的要求对电离室

表 3 某些物质与空气相比較的质量阻止本領的平均值 $\bar{s}$(考虑到密度效应)

电子的最初动能,兆电子伏	阻止本領数值		
	碳	水	組織
0.01	1.050	1.202	1.182
0.02	1.044	1.191	1.172
0.03	1.041	1.185	1.166
0.04	1.039	1.181	1.163
0.05	1.038	1.179	1.160
0.06	1.037	1.177	1.159
0.07	1.036	1.175	1.157
0.08	1.035	1.174	1.156
0.09	1.034	1.173	1.155
0.1	1.034	1.172	1.154
0.2	1.030	1.166	1.148
0.3	1.027	1.163	1.145
0.4	1.024	1.161	1.143
0.5	1.022	1.159	1.141
0.6	1.020	1.158	1.140
0.7	1.017	1.156	1.138
0.8	1.016	1.154	1.136
0.9	1.014	1.152	1.134
1.0	1.012	1.150	1.132
2	1.001	1.139	1.121
3	0.985	1.121	1.103
4	0.976	1.110	1.093
5	0.968	1.108	1.084
6	0.961	1.093	1.076
8	0.950	1.080	1.063
10	0.940	1.069	1.052

結构提出两个限制：一方面，它的器壁应当足够的厚，以消除来自电离室周围的外部介質中任意的次級电子；另一方面，空腔的尺寸比起大部分使其中气体电离的次級电子的射程来，又应該是很小的。后一条件当测量軟伦琴射綫时是难以滿足的，因此在这种情况下应当偏重于电离室的方法，后者用标准电离室校正为伦琴。

在应用空气等效电离室时，吸收剂量的計算基于利用区域电离理論的关系式，它考虑到器壁材料和空气的相对阻止本領 $S_{c,B}$：

$$D_C = 0.88\ QS_{c,B}\ 拉特 \tag{14}$$

式中 Q 表示由所研究的輻射在标准条件下 1 厘米^3 空气內产生的任何符号的离子所携带的电荷(以电量的靜电单位表示)。由此可見，在介質Б內的吸收剂量可按下公式得到：

$$D_Б = 0.88\ QS_{c,B} \frac{({}_m\mu_{en})_Б}{({}_m\mu_{en})_B}\ 拉特 \tag{15}$$

表 3 表示出了碳、水和肌肉組織的相对阻止本領的平均值(与空气相比較)，它們是对电子能量从 0 到电子的最初(单色)能量施行积分而得到的。

表 4 某些物質与空气相比較的質量阻止本領的平均值，积分是按 Co^{60} 或 Cs^{137} 的 γ 輻射所形成的康普頓电子的最初能譜进行的

γ 射綫源	阻止本領数值		
	石 墨	水	組 織
Co^{60}	1.01_0	1.15_5	1.13_7
Cs^{137}	1.02_8	1.16_8	1.14_8

表 4 包括了对于碳、水和組織的平均相对阻止本領(与空气相比較)的实际上重要的計算結果，对应的能譜是由 Co^{60} 和 Cs^{137} 的 γ 輻射所形成的康普頓电子的能譜(包括密度效应的修正[10])。

从上所述可以看出，利用所謂空气等效的物質作为电离室器壁的材料是多么重要。在不久以前，認为石墨在这方面是很好的材料，但是，由于对放射生物学实驗精确度的要求日益增长，在近来甚至于要求必須消除与石墨的应用相联系的那些微小的誤差。此問題已在 1958 年被以法依拉(Failla)为首的一批美国剂量学家所解决，他們应用了导性电木所組成的"理想"器壁，所得到的結果已在第二屆和平利用原子能国际会議的报告中詳細地談过[11]。这些研究家所得到的材料成分，是在分析了(把这些物質与空气的电离特性等同起来所导出的)方程系的解以后得出的。选取了聚乙烯(CH_2)，尼龙($C_6H_{11}NO$)，烟黑(C)，二氧化硅(SiO_2)，氟化鈣(CaF_2)作为复杂的导电电木的組分。

由国际放射学单位和測量委員会所推荐的数据[2]已成为人体肌肉和骨骼組織的化学成分的基本数据。

为測定混合物質 $(C)_a\ (CH_2)_b\ (C_6H_{11}NO)_d\ (SiO_2)_e\ (CaF_2)_g$ 組成的百分比的数值，特利用下列組成方程式的原則：1)使氮、氫、碳的含量相等(同时注意到实驗中得出的事实：当游离碳占 13.5% 时具有合适的导电性)；2)把康普頓和光电效应产生的离子对数目取作相等(后者規定为 30 仟电子伏)。

用这种方法进行計算和实驗修正以后，制成了这样的导性电木(其中也包括組織等效的)，它不仅对于肌肉和骨骼組織中的光子，而且对于光子和中子的混合流(这一点在反应堆和加速器的基本粒子的实际剂量学中，具有特別重要的意义)都可以直接测定以拉特为单位的吸收剂量。利用这些材料測量到的結果与計算相偏离的程度对于眞正的組織来講是极端微小的，甚

至于在目前最复杂的低能区域中也只不过是 3—5%（例如，与組織等效的塑料混合物——肌肉相似体，当无論用 γ 射綫或是用中子——其能量范围为 20—50 仟电子伏——輻照它們时，給出的偏差为——3.7% 到 6.0%，类似的对骨骼組織相似体为——1.1 到 2.1% 等等）。带有金属壁的电离室照样能在用頂針电离室确定一些校正系数时用来作相对測量。在第二屆和平利用原子能国际会議上，捷克剂量学家克魯姆巴尔（Клумпар）[12] 所作的报告便是一个例子。但是这种发送器只可能用于已知譜成分的輻射場，这就大大地限制了它的应用范围。

除了已指出的絕对測量的优点外，頂針电离室具有某些根本不能消除的限制，縮小了应用范围和这一方法的普遍性。鑑于上述情况，在一系列的实驗中，为了建立一种可以消除布萊格–格列依（Брэгг–Грей）原理的基本限制（小的区域，忽略被測量的輻射在壁中的微小吸收，在壁內的次級电子完全被吸收），而保持其优点的方法，正在进行了一些探索性的研究。意大利剂量学家罗那季（Лонати）[13] 在这領域中得到重大的結果，他設計成了一种安裝在輻照模型內的熒光塑料物质。对于积儲的光和（它单值地与 1 克物质吸收的能量相联系）的下一步測量工作是利用与塑料探測器相联系的电离室而进行的。十分有趣地注意到，罗那季創造性地运用了为我国盖依李姆–馬尔庫斯（И. Б. Кеирим-Маркус）和安东諾夫–罗曼諾夫斯基（B. B. Антонов-Романовский）及其合作者所研究出来的两个原理。这里所指的是个人发光检查法（ИЛК）[14]，这一方法利用了熒光現象測量輻照的积分剂量，以及在 1958 年提出的依照 Na^{24} 次級 γ 輻射測量热中子深部剂量的新穎的方法[15]。罗那季拒絕采用对不同能量的 β 粒子具有不同灵敏度的照相乳胶，而研究出一种新的塑料，它由苯乙烯（重量占 97.46%）、联三苯（重量占 2.5%）、联三苯丁二烯（重量占 0.03%）所組成。

此物质的密度为 1.1 克/厘米^3，具有的平均有效原子序数几乎和人体組織的平均有效原子序数相同，它可以用来可靠地測量硬伦琴和 γ 輻射的深部剂量，因为它对 β 粒子的灵敏度在很寬的能量范围內是常数。

实际上經常在电子平衡条件不存在的情况下进行剂量測量（例如，在組織——空气或骨骼——組織区域边界上具有过渡效应的条件下）。在这种情况下，現在推荐应用器壁比次級电子在輻照介质的被研究点內的射程还要薄的。空气电离室如果器壁薄到这样程度：它对空气区域的总电离的貢献小到可以忽略，那末器壁的成分可以是任意的。但是实际上这一要求是难以实现的，因此室壁应由那些成分接近于直接围繞測量裝置的介质成分的物质所制成。显然，在这种条件下电离室在吸收剂量的梯度方向的深度应当是小的。如果在此条件下所研究的輻射在标准条件下 1 厘米^3 的空气中所形成的任意符号的离子所帶的电荷为 Q 静电单位电量，那末区域电离理論的一般关系是适用的：

$$D_B = 0.88\ S_{EB}\ Q \text{ 拉特} \tag{16}$$

所举材料証明，在大多数研究核輻射对物质的相互作用的所有可能的放射生物学和物理学的实驗中，伦琴或 γ 輻射的吸收剂量能够按照輻照剂量的絕对測量結果而得到。由于，伦琴的概念可用于能量达到 3 兆电子伏的輻射，这一方法被应用在最广闊的伦琴或 γ 輻射的能量范围內。

[家 白譯]

参考文献

[1] А. М. Кузин: Тр. Всесоюз. конференции по применению изотопов и ядерных излучений. Радиобиология. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 3—13.
[2] Report of the International Commission on Radiological Units and Measurements (ICRU). National Bureau of Standards Handbook, 62 (1957).
[3] H. Franz, W. Hubner: Доклад № 971, представленный ФРГ на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[4] H. Woodard, F. Spiers: *Brit. J. Radiol.*, **26**, No. 301, 38 (1953).
[5] U. Fano: *Rad. Res.*, **1**, No. 3, 237 (1954).
[6] L. Gray: *Proc. Roy. Soc.*, **A 156**, 578 (1936).
[7] W. Ooster Kamp: *Appl. Sci. Res.*, **3**, No. 2, 100 (1953).
[8] H. Kramers: *Philos. Mag.*, **46**, 836 (1923).
[9] W. Eastwood, R. West, E. Wiblin: Доклад № 288, представленный Великобританией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[10] R. Sternheimer: *Phys. Rev.*, **103**, No. 3, 511 (1956).
[11] F. Shonka, J. Rose, G. Failla: Доклад № 753, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[12] И. Клумпар. Доклад № 2108, представленный Чехословакией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[13] R. Lonati: Доклад № 1393, представленный Италией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
[14] В. В. Антонов-Романовский, И. Б. Кеирим-Маркус, М. С. Порошина, З. А. Трапезникова: Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседания Отд. физ.-матем. наук). М., Изд-во АН СССР, 1955 стр. 342.
[15] А. Г. Истомина, И. Б. Кеирим-Маркус: Физика и теплотехника реакторов. Приложение № 1 к журналу «Атомная энергия». М., Атомиздат, 1958, стр. 136.

簡　報

論同位素 He^7

巴拉紹夫 (В. В. Балашов)

在文献[1,2]中,作者根据原子核 Li^7 的能級的計算得出了下面的結論:可能存在稳定同位素 He^7 (对核子的发射来說). 按照計算,对于具有同位旋 $T=\frac{3}{2}$ 的原子核 Li^7 来說,其前三个状态相应的能量为 $10.1\left(J=\frac{3}{2}\right)$, $12.4\left(J=\frac{1}{2}\right)$ 和 13.2 兆电子伏 $\left(J=\frac{5}{2}\right)$. 根据同位旋的选择定則,在反应 $Li^7(\gamma,n)Li^{6*}$ 中可能出現这些状态,而在反应 $Li^7(\gamma,H^3)He^4$ 中这些状态是禁戒的. 实际上,反应(γ,n)的实驗研究指出,在所研究的能量范围中,存在有能量为 10.8; 12.4 及 14.0 兆电子伏的三个能級. 这些能級在反应 (γ,H^3) 中是观察不到的,然而其相邻的状态(能量为 9.3 和 17.5 兆电子伏, $T=\frac{1}{2}$) 却在两种反应中都能观察到[3].

具有 $T=\frac{3}{2}$ 的原子核組成一同位四重綫. 原子核 He^7 (以及 B^7)的基态相当于 $T=\frac{3}{2}$ 的 Li^7 的最低激发态. 从上述可知: 分解为 He^6 和中子的 He^7 的結合能非常小, 其值为几万个电子伏(为了实現核稳定同位素 He^7, $T=\frac{3}{2}$的 Li 核的第一个能級不得超过 10.81 兆电子伏). 因为用来鉴别 Li^7 能級的实驗准确度較低, 确定結合能时的"儲备"不大. 严格的說,应該認为: He^7 的結合能在实驗誤差范围内等于零,因而关于同位素 He^7 的存在就变成了悬而未决的問題.

現在来闡述一下这个問題的实驗.

获得和直接观測同位素 He^7 的实驗 He^7 核应是 β 放射性. 在 β 衰变时,大半是向 Li^7 的基态和第一級激发态 (0.477 兆电子伏) 跃迁. β 譜的上限等于 ~10 兆电子伏. 根据壳模型在 $j-j$ 耦合近似的情况下而計算出的 $\log f\tau$ 值等于 3.26,在接近 $j-j$ 耦合的图象时 $\log f\tau$ 值增大, 因此同位素 He^7 的寿命应为 ~30—100 毫秒. 可以直接地也可以通过 Li^7 的第一激发态与基态之間的放射跃迁来观察这种衰变.

在下列反应中可以得到同位素 He^7:

$Li^7(n,p)He^7$　　$Q\simeq-10$ *Мэв*

$Be^9(\gamma,2p)He^7$　　$Q\simeq-29$ *Мэв*

$Be^9(n,He^3)He^7$　　$Q\simeq-21$ *Мэв*

$Li^7(d,2p)He^7$　　$Q\simeq-12$ *Мэв*

$C^{12}+\pi^-\rightarrow He^7+\alpha+p$

$B^{11}+\pi^-\rightarrow He^7+\alpha$

$Li^7+\pi^-\rightarrow He^7$

如果相应于 He^7 的状态位于正能量范围时，它就应該按照 He^6 和中子的特征关联出现于上述各反应中.

文献[4]报导,在碳吸收負 π 介子时，除了 B^{12} 衰变（$\tau = 20$ 毫秒）所引起的 β 放射性外，还观察到了 $\tau = 80$ 毫秒的放射性. 本文作者对其本性是不清楚的. 虽然此未知原子核的寿命与同位素 He^7 寿命的計算值很相符，但是仅仅根据这样一个实験，尙不足以証实同位素 He^7 存在.

間接实験 用来观测 $T = \frac{3}{2}$ 的 Li^7 能級的实験很不准确，因为能級的能量是根据产额曲綫确定的. 可以进行旨在直接研究具有 $T = \frac{3}{2}$ 的 Li^7 和 Be^7 的能級实験. 除上述 (γ, n) 和 (γ, H^3) 反应外(对这些反应須更准确地进行研究)，我們还应該研究 $Li^6(p,p)Li^6$ 和 $He^4(He^3, He^3)He^4$ 反应.

由于庫仑作用破坏了同位旋态的純度，$T = \frac{3}{2}$的 Be^7 的第一能級对于 $Li^6 + p$ 和 $He^4 + He^3$ 道的寬度約为維格湼洛夫斯基极限 1%，相应于形成 $T = 1$ $(J = 0; E = 3.57$ 兆电子伏$)$ 的激发态 Li^6 的道，对于 S 质子是禁戒的，而对于 p 质子減弱的很厉害，因为质子所荷的能量約等于 0.5 兆电子伏. 因此上述反应的截面应在相应于 $T = \frac{3}{2}$ 的 Be^7 的第一能級处出现尖的共振峯.

作者感謝希罗柯夫 (Ю. М. Широков) 对此工作的关注.

参 考 文 献

[1] В. В. Балашов: Доклад на IX ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. Харьков, 1959.
[2] В. В. Балашов: Диссертация. МГУ, 1958.
[3] F. Ajzenberg, T. Lauritzen: *Rev. Mod. Phys.*, **27**, 77 (1955).
[4] J. Burgman, I. Fiselur: *Phys. Rev. Letter*, **1**, 469 (1958).

利用碳化鈕把热能轉变为电能的热电子轉換

莫尔古里斯 (Н. Д. Моргулис) 柯尔切沃依 (Ю. П. Корчевой)

目前,利用热电子发射来直接把核（热）能轉变成电能的問題引起了极大的兴趣. 在这方面已經做过的初步工作在短評[1]中有所描述,在該短評中我們探討了下列几种情况:

1. 应用純的难熔金属（在鈀蒸汽中的鎢）作为阴极. 当阴极温度为 $T = 2500°K$ 时,在 1949 年曾得到了能量的轉变效率为 $\eta \simeq 1\%$ 和阴极上的有效单位功率为 $\omega \simeq 1$ 瓦/厘米². 相似的充鈀換能器的工作原理在其他文献中[1]取得了进一步的发展.

2. 采用鈀蒸汽中的双組份低温 (Ba-W) 金属薄膜的 λ 阴极作为阴极. 用类似的方法在 $T = 1300°C$ 下成功地得到了 $\eta \simeq 5\%$ 和 $\omega \simeq 0.6$ 瓦/厘米².

在該試驗中我們曾找到了单組份的阴极材料,希望这种材料能在温度 $T \simeq 2000°K$ 的平均范围內給出明显的电子发射并且希望有不太小的电子逸出功 φ_{κ}. 后者所以是必要的,是为了得到: 1)在阴极整个表面上的鈀蒸汽能均匀而明显的热电离,該热电离能中和电子空間电荷;

2)电动势主要值 $\mathscr{E} \simeq (V_к + V_0) \approx V_к$，也就是說，能得到同类型轉变的 ω 和 η 值，此处 $V_к = (\varphi_к - \varphi_a)$——逸出功为 $\varphi_к$ 和 φ_a 的阴极和阳极之間接触电位差，而 $V_0 = \frac{2e}{K}(T_к - T_a)$．

从这个观点来看，根据已有的非常有限的資料[2]，在二碳化鈍——ThC_2——中似乎是有效地符合上述性質，因此它被选用来进行研究．必須指出，在簡介[3]中同样也說明了采用碳化鈍来进行能量的热电子轉換，在該情况下曾获得了 $\eta > 15\%$，和 $\omega > 15$ 瓦/厘米²．

在試驗的最初阶段，曾采用了在鉋蒸汽中的二极管．用窄鎢片作为阴极，窄鎢片的中間部分涂上一层薄的 ThC_2；阳极是用鉬做的，并且在两端有保护圈．两极間距是 1.5 毫米左右．阴极温度是在假定 ThC_2 在黑体輻射的情况下[2]用光学微高温計测量的．曾向电子管内加了一滴金属鉋，金属鉋的蒸汽压力由放置在可調温的恆温器内的电子管瓶的温度 t 来确定．为了防止灯絲电流磁場的失眞影响和防止有縱向电位降，阴极是供交流电，在灯絲綫路上带有一个整流器，并在截止灯絲电流的半周期内借助于示波器用熟知的电路来测定阴极各参数．

同时用电子和离子发射的方法测量 ThC_2 的电子参数．在第一种情况下，当电子管瓶是冷的时候，亦即当蒸汽压力 P 最低时，曾測定了电子发射 I_e 和温度的关系．得出了李恰逊关系(Зависимость Ричардсона) $\lg\frac{I_e}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right)$(图 1)．由已得直綫的角系数发現，$f_к = 3.2$ 电子伏和常数 $A = 200$ 安/厘米²度²．在第二种情况下，测量了离子发射 I_p(即用热电离鉋蒸汽原子的方法在阴极上所得到的电离电流）和温度的关系．在这种情况下电子管瓶曾加热到 $t \simeq 95$℃，式中 $p \simeq 4 \cdot 10^{-4}$ 毫米水銀柱．得到了 $\lg I_p = f\left(\frac{1}{T}\right)$的关系，这个与理論一致的关系就是图 1 中的直綫 2．根据此关系的角系数曾得到 $f_к = 3.4$ 电子伏．在这种情况下 α——

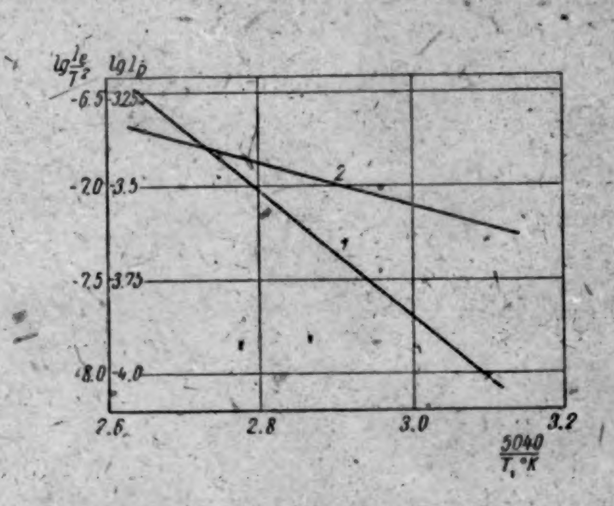


图 1　电子(曲綫 1)和离子(曲綫 2)发射与温度的关系．

ThC_2 表面鉋原子的电离几率(例如，在 1900°K 下)約等于 7%，同时在理論上(暫不把 ThC_2 同金属区分开) $\alpha = \frac{1}{2}\exp\left[-\frac{e}{kT}\times(Vi - \varphi)\right] \simeq 2.4\%$．由此可見，这两种方法得到了实际上是相同的并且和实驗[2]相近的 φ_K 数值，就是說，得到了明显的而又按其符号是有用的(相对于阳极鉋封閉薄片而言)接触电位差为 $V_к \simeq 1.6$—1.8 伏．

我們来分析一下能量轉变时电子管的工作．首先我們測定短路电流 I_0 和轉变电动势 $\mathscr{E}$ 在一定温度 T 下同 p 或 t 值間的关系．当 $T = 2000$°K 时类似的关系如图 2 上实綫所示，此处我們可看到，电动势实际上具有不变的并且同 $V_к$ 很接近的数值 $\mathscr{E} = 1.7$ 伏，而 I_0 值当 $t > 100$—120℃ 时开始很快地上升，表明在阴极处有很大的发射潛力．图上的虛綫表示对于

$t=20$℃（曲綫1）和 $t=250$℃（曲綫2）二种情况下电动势$\mathscr{E}$同阴极温度的关系.

现在选出 $t=250$℃($p\simeq0.5$ 毫米)和 $T=2100$°K 后,我們可作出对我們很重要的在把外部电阻接入綫路时的負荷特性曲綫，即电流 I_R，电位降 $V_R=I_RR$ 和有效功率 $W_R=I_R^2R$ 的关系,这个特性曲綫如图3所示．果然不出所料[1]，当 R 等于內电阻 R_i 时，数值 $W_R=\omega S_K$ 刚好通过最大值,此处我們得到 $\omega\approx16$ 瓦/厘米²，$V_R\simeq1.1$ 伏，$R_i\simeq0.1$ 欧姆/厘米²．此外,在这种状况下 $\mathscr{E}=1.7$ 伏和 $I_0\simeq19$ 安/厘米²．至于轉变效率的测定則非常困难．在这种实驗方法下阴极温度是在断开綫路时用高温测定法来测量，此时所得的灯絲功率 W_H 保持为常数．同时，当电子管工作时阴极的能量平衡遭到了很大破坏．既然由于銫蒸汽的发光作用不可能应用阴极温度的高温测定法，那么,我們就仅仅指出 η 所在的范围，即 $\frac{\omega}{W_H+I_R\varphi_K}\leqslant\eta\leqslant\frac{\omega}{W_H}$.

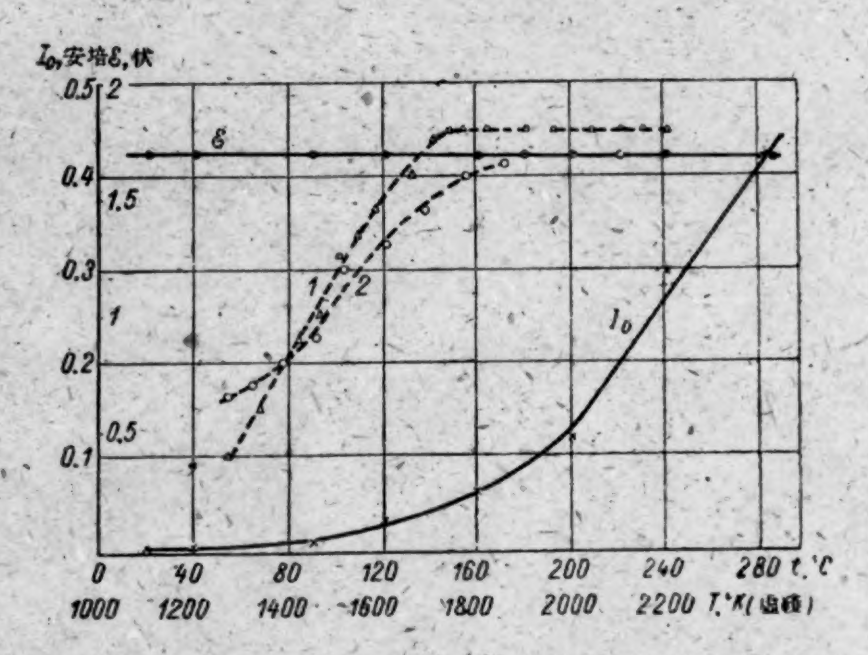


图2 短路电流 I_0 和轉变电动势 ε 在 $T=2000$°K 时同銫蒸汽压(通过电子管瓶温度表示)的关系（实綫）以及电动势 ε 在 t 等于20和250℃时(对应于虚綫1和2)同阴极温度 T 的关系.

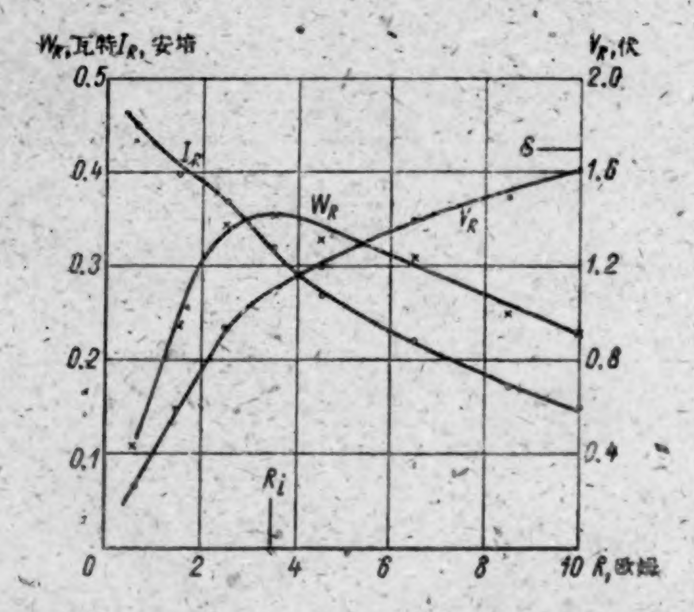


图3 对于 $t=250$°C 和 $T=2100$°K 时的負荷特性曲綫.

用同样方法处理图 3 上的数据，我們将得到 $\eta = 10—15\%$，这同 $\omega \simeq 16$ 瓦/厘米^2 一样是非常有利的。

对于相似轉变更完整的特性我們将列出 T 和 t 不同工况下的数值表。这些特性表明当 $T = 2000—2100°K$ 和 $t = 250°C$ 时能稳固的获得 $\mathscr{E} = 1.7$ 伏，$\omega > 10$ 瓦/厘米^2 和 $\eta \simeq 10\%$。根据文献[1]中的資料来看，特别是对于平均 $T \simeq 2000°K$ 来說，所有这些 ω 和 η 值是非常令人满意的。

在图 4 上根据图 3 的数据作出两条伏-安曲綫：外部綫路曲綫（亦即电子电流 I_R 同电位 V_R 的关系曲綫）（此处引入了动力学特性，亦即与 $\mathrm{tg}\theta = R$ 的条件相适应的直綫）和轉变器內部綫路曲綫（亦即同一个电流 I_R 与其在內部的电位降 $V_p = (\mathscr{E} - V_R)$ 的关系曲綫）。曲綫 1——实質是个持延曲綫——表征轉变器的有益函数，即 I_R，V_R 和 W_R 値。在 V_R 値小时饱和区极不明显，其原因尙不得而知。

在能量轉变的情况下，当电子管工作时 T 和 t 不同工况下的数据

T, °K	t, °C	$\mathscr{E}$, в	I_0, а/см^2	ω, вт/см^2	η, %
1900	200	1.7	5	2	2
1900	250	1.7	12	8	8—10
2000	250	1.7	15	11	8—12
2100	250	1.7	19	16	10—15

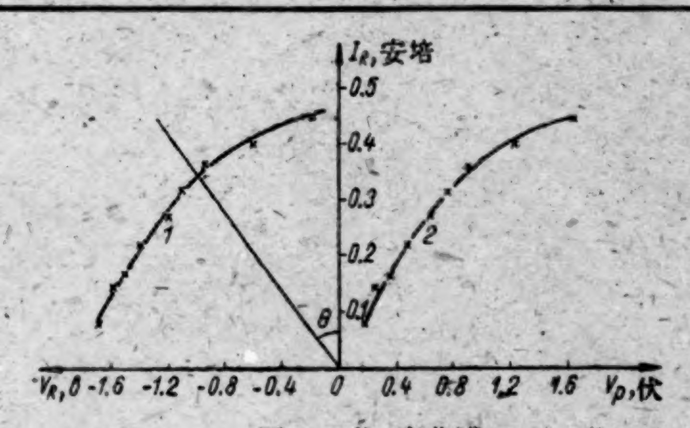


图 4　伏-安曲綫
1——外綫路的；2——內綫路的（$T = 2100°K$，$t = 250°C$）

曲綫2有一个非常有意义的特点，它上面沒有满足条件 $\frac{dV}{dI} \leqslant 0$ 的綫段，而 $\frac{dV}{dI} \leqslant 0$ 是普通电弧放电的条件。因此必須認为，換能器电极之間的空間主要是充满着热等离子体，也就是說充满着一种介質，在其中电子和离子（他們具有相同的浓度）是在阴极表面上互相无关的以热方法而获得的。在这种場合下介質起着某种內电阻的作用[1]。

由此可見，我們已获得的初步結果証明了即便在平均温度范围为 ~2000°K 时也有获得明显的 ω 和 η 值的可能性。

作者衷心感謝曾为本实驗精心制备二碳化鈕的沙姆逊諾夫（Г. В. Самсонов）教授（烏克兰苏維埃社会主义共和国科学院金属陶瓷与合金研究所）。

参　考　文　献

[1] Н. Д. Моргулис: Усп. Физ. наук. **70**, 679 (1960).
[2] D. Goldwater, R. Haddad: *J. Appl. Phys.*, **22**, 70 (1951); D. Wright. Proc. Instn. *Electr. Engrs.*, **III**, No. 100, 125 (1953).
[3] R. Fox, W. Gust: *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **4**, 322 (1959).

論物体內热源对对流換热的影响

西道洛夫 (Э. А. Сидоров)

众所周知，在某些情况下气体和液体的运动同时伴随着吸热或放热的物理化学过程．在文献[1,2]中討論了关于当液体（在加入或导出的热流密度不变时）在稳定管段內运动时的內部散热問題．

現在要研究，在改变热流密度的任何特性下，在改变环流表面溫度的任何規律下，对弯曲表面环流的一般情况来說，內热源对放热交換強度的影响問題．

我們把原始能量方程式写成积分式：

$$\frac{d}{dx}(Ut_0\varphi)=\frac{1}{\rho c}(q+W\delta). \tag{1}$$

这个方程式对稳流和湍流都是成立的．式中所用符号意义如下：

x——坐标軸，与气体或液体的流动方向一致；U——介質在边界层外的流速；$t_0=T_0-T_1$；其中 $T_0=$ 常数——介質在边界层外的溫度；$T_1=T(x)$——环流表面溫度；φ——焓損失厚度；ρ 和 c——分別为介質的密度和热容量；q——在介質边界和物体表面的热流密度；W——內发热源单位体积功率；δ——溫度边界层的厚度．

如文献[3]中分析表明，流体运动时存在的压力梯度和环流表面不等溫性实际上对 $q=q(\varphi)$ 函数的关系形式影响很小．因此有理由認为，当具有其他因素（包括內热源）影响时，$q=q(\varphi)$ 函数依賴关系形式不变．将文献[4]中所求得的无梯度环流关系式

$$\delta=m\varphi \tag{2}$$

和

$$q=A\rho cUt_0Pr^{2/3(s-1)}\left(\frac{U\varphi}{v}\right)^s \tag{3}$$

代入方程式(1)中，并当边界条件 $\varphi(0)=0$ 时对 φ 解方程式(1)，則得

$$\varphi=\frac{1}{Ut_0}[A(1-s)]^{\frac{1}{1-s}}Pr^{-2/3}v^{\frac{-s}{s-1}}\exp\left(\frac{mWx}{\rho cUt_0}\right)\times$$

$$\times\left\{\int_0^x Ut_0^{1-s}\exp\left[-\frac{m(1-s)Wx}{\rho cUt_0}\right]dx\right\}^{\frac{1}{1-s}}. \tag{4}$$

式中，v——介質的动粘系数；Pr——柏朗特尔数；A,m,s——表征流态特性的无量綱数（对稳流 $A=0.222, m=7.55, s=-1$；对湍流 $A=0.00658, m=10.3, s=-\frac{1}{6}$）．

現将考虑了內热源影响的解(4)代入不变式(3)，求出当有內热源时的放热強度关系式（无量綱形式）

$$Nu=(1-s)^{\frac{s}{1-s}}A^{\frac{1}{1-s}}Re^{\frac{1}{1-s}}Pr^{1/3}\exp\left(\frac{msWx}{\rho cUt_0}\right)\times$$

$$\times\left\{\frac{1}{Uxt_0^{1-s}}\int_0^x Ut_0^{1-s}\exp\left[-\frac{m(1-s)Wx}{\rho cUt_0}\right]dx\right\}^{\frac{s}{1-s}}, \tag{5}$$

式中，$N_u = \frac{qx}{\lambda t_0}$——努謝尔特数；$Re = \frac{Ux}{v}$——雷諾数．从式(5)得知，仅对平面絕热环流情况（$U=$ 常数；$t_0=$ 常数）来說，內热源的影响效果在分析上可写成"純粹的形式"．在这种情况下，从公式(5)得

$$Nu = Nu_0\left[\frac{1}{Z}(\exp Z - 1)\right]^{\frac{s}{1-s}}, \tag{6}$$

式中 $Z = \frac{m(1-s)Wx}{\rho c U t_0}$——表征具有內热源的无量綱数；$Nu_0$——无內热源时的努謝尔特数值．分析(6)式时就不难看出，由热源发出的热量（$W > 0$）可使放热系数 $a = \frac{q}{\tau_0}$ 減少；而热量的吸收($W < 0$)引起 a 增大．从(6)式同样可知，稳流时比湍流时影响更大．以上两种結論均与文献[1,2]的結果相符．

参　考　文　献

[1] G. Muller: *Amer. Soc. Mech. Engrs., Paper* No. 58-HT-17, 1, (1958).
[2] С. С. Кутателадзе, Н. И. Иващенко, Т. В. Заблоцкая: *Атомная энергия*, 7, вып. 3, 253 (1959).
[3] Г. С. Амброк: *Ж. техн. физ.*, 27, № 9, 2134 (1957).
[4] Л. Г. Лойцянский: Механика жидкости и газа. М., Физматгиз, 1958.

論非晶鈾矿与鋯矿物的稠密共生

朱 柯 娃 (В. И. Жукова)

当研究产在白云石和石英-鈉长-綠泥石頁岩中的綜合性硫化物鈷-鎳矿和鈾矿时，确定，存在于这些矿石中的非晶鈾矿含有大量的鋯和稀土元素(主要为釔和釔族元素)．

非晶鈾矿在白云石中，形成薄层細脉(零点几厘米)和矿巢，并呈胶状体．与非晶鈾矿共生者有：黃銅矿、針白鉄矿、粒輝鎳矿、輝鉄鎳矿、綠泥石、滑石及方解石．在石英-鈉长-綠泥石頁岩中，非晶鈾矿相互交替造岩矿物，填充空隙，形成小細脉和扁豆体．黃鉄矿、黃銅矿、白鉄矿、赤鉄矿、磁黃鉄矿、砷黃鉄矿、輝鈷矿、輝砷鎳矿、綠泥石、电气石、石英及方解石，均与非晶鈾矿共生．

含鋯非晶鈾矿的物理性质与普通非晶鈾矿的物理性质无差别．其中，非晶鈾矿的絕对显微硬度变化于 580—1070 公斤/毫米^{2}之間．

非晶鈾矿的化学成分列于表 1 中．由于很难分出純非晶鈾矿（特别是从頁岩中），故分析了一些不純的粒級．

表 2 中列出了伦琴光譜分析結果，这些結果表明，非晶鈾矿中的鋯含量变化于千分之几到10%，而稀土元素的总合則占 0.5 到 6%．同时，白云石中的非晶鈾矿比頁岩中的非晶鈾矿所含的鋯和稀土元素要多得多．

用显微鏡观察(包括加紫外照明器)，在矿石标本中，未发現鋯矿物和稀土矿物．在所有的金属矿物和脉石矿物——非晶鈾矿的伴生矿物中，以及围岩-白云石中，均无鋯和稀土元素．在石英-鈉长-綠泥石頁岩中和頁岩的个別造岩矿物中，发現有万分之几的鋯．

表1 非晶鈾矿的化学成分(%)

氧化物	白云石中的非晶鈾矿(頓斯基赫分析)	石英-鈉长-綠泥石頁岩中的非晶鈾矿(斯涅吉列娃分析)
MgO	0.42	3.32
CaO	0.65	1.10
PbO	0.87	0.56
TR_2O_3	1.85	1.30
Fe_2O_3	0.07	0.64
UO_2	46.14	41.12
UO_3	42.55	31.47
SiO_2	1.52	4.40
CuO	—	0.37
ZrO_2	5.10	2.13
TiO_2	—	0.14
H_2O	0.40	0.7
烧损(300℃)	未测	0.2
总合	99.57	99.60*

* 包括8.40%碳酸气,0.15%硫和3.6%其他元素(鍗、鈤、鉀等).

表2 用伦琴光譜法,鑑定非晶鈾矿中鋯和稀土元素的結果(以百分比为单位)

样品編号	Zr	Y	Ce	La	Sm	Nd	Dy	Gd
白云石中的非晶鈾矿								
1	1	0.65	0.05	未发現	0.05	0.05	未发現	0.05
2	2.3	0.70	0.05	„	0.1	0.1	0.1	0.1
3	3.0	1.2	0.07	„	0.2	0.3	0.3	0.3
4	4.0	0.9	未发現	„	0.3	0.3	0.3	0.3
5	1.5	0.3	„	„	未发現	未发現	未发現	未发現
6	9.5	4.5	0.05	„	0.15	0.4	0.4	0.5
7	5	2.0	0.1	„	0.3	0.3	0.3	0.5
8	10	2.5	0.15	„	0.3	0.4	0.3	0.5
9	2.2	1.4	0.1	„	0.1	0.1	0.05	0.1
10	2.5	1.2	0.05	„	0.05	0.2	0.05	0.05
11	3.2	1.5	0.05	„	0.05	0.05	0.05	0.05
石英-鈉长-綠泥石頁岩中的非晶鈾矿								
12	0.4	0.8	0.1	未发現	未发現	0.15 痕	未发現	未发現
13	0.4	0.4	0.05	0.05	„	0.15	„	„
14	0.4	0.3	0.05	0.05	0.05	0.1	0.05	0.05
15	1.5	0.6	0.1	0.05	0.1	0.1	0.05	0.15
16	1.5	0.3	0.07	0.07	0.1	0.1	0.15	0.1
17	0.9	0.3	0.1	0.1	0.3	0.3	0.05	0.1
18	1.0	0.7	0.07	0.05	0.15	0.15	0.05	0.1
19	1.0	0.3	0.1	未发現	0.15	0.15	0.07	未发現
20	1.0	0.1	0.1	„	未发現	0.15	0.1	„
21	0.7	0.4	0.2	0.2	0.15	0.15	0.15	0.1
22	1.0	0.3	0.1	未发現	0.1	0.1	0.07	0.1

注:在所有的样品中均未发現鉒.

非晶鈾矿(采样清洁的)的伦琴結构的研究表明，沒有发现可以說明其中有矿物杂質的外加譜綫．晶格的常数为 5.44 — 5.45 Å．沒有确定鋯混入物对晶格参数的影响．含鋯非晶鈾矿煅烧（达 1000℃）产物的伦琴图表与不含鋯的非晶鈾矿煅烧产物完全一样．煅烧到 500℃ 立方晶格的参数減少到 5.39 Å，然后就出現了 U_3O_8 的六方晶相，并且在伦琴图表上未发現属于鋯产物的外加譜綫．

在 5% 的 HNO_3 中，加热溶解非晶鈾矿时，釔(和其他稀土元素)和部分鋯与鈾在一起完全变成溶液，而絕大部分的鋯，則富集在未溶解的滤渣中．用浓 HNO_3 溶解非晶鈾矿的方法所确定的易活动鋯的数量約占总数的 40%．未溶解殘渣的顏色为白色．显微鏡下（油浸法）呈各向同性質体（折射率不超过 1.57），其中发現有个别小的高双折射的晶体．根据公式它們很象鋯石，但其特点是折射率較低（1.60）．煅烧后，粉末在 1100℃ 时，折射率为 1.57—1.60．在加热曲綫上当 1000℃ 时見有一吸热效应．

在不溶解殘渣的粉末图表上，見有微弱而分散的与鋯石譜綫相同（表 3）的綫条，这些綫条在 900℃ 煅烧后变得很明显．

表 3　鋯石(标准源)和煅烧前不溶解残渣的譜綫强度和面間距离

鋯石（标准源）									不溶解残渣		
譜綫編号	I	d/n	譜綫編号	I	d/n	譜綫編号	I	d/n	譜綫編号	I	d/n
1	2	5.20	11	8	2.06	21	2	1.288	1	弱,寬	3.31
2	4	4.44	12	3	1.900	22	2	1.256	2	弱	2.71
3	3	3.65	13	3	1.881	23	1	1.248	3	中,寬	2.51
4	10	3.30	14	2	1.819	24	7	1.187	4	同	1.913
5	1	3.17	15	4	1.750	25	2	1.164	5	强	1.682
6	1	2.76	16	10	1.706	26	8	1.107	6	弱,寬	1.635
7	1	2.70	17	8	1.641	27	8	1.099	7	极弱	1.563
8	1	2.56	18	7	1.476	28	8	1.057	8	中	1.536
9	8	2.50	19	8	1.380	29	8	1.050	9	弱	1.448
10	2	2.32	20	2	1.360	30	8	1.035	10	弱,极寬	1.353

因此，根据所进行的研究可以認为，在所研究的矿石中，存在有非晶鈾矿与鋯矿物稠密共生的罕見情况（在很大的程度上，与鋯石共生）．鋯石所需 SiO_2 数量的計算表明，在取自白云石的非晶鈾矿中（考虑到鋯的未溶解部分占非晶鈾矿中鋯总含量的 60 %）几乎所有的硅酸，(1.52% 中的 1.46%)可能均与鋯石有关，而在取自頁岩的非晶鈾矿中 SiO_2 則处于过剩状态．后者說明具有其他的矿物杂質．

稀土元素和易活动鋯的矿物形成尚未确定．根据它們在非晶鈾矿溶解时，很容易变为溶液这一点，可推断稀土元素是呈类質同象混入物存在的．

丁　菊　譯
海　洋　校

BeO-Sm_2O_3 与 BeO-Gd_2O_3 系的研究

特列斯維亞特斯基 (С. Г. Тресвятский), 庫沙科夫斯基 (В. И. Кушаковский),
别列万采夫 (В. С. Белеванцев).

为了研究 BeO–Sm_2O_3 与 BeO–Gd_2O_3 系，采用了主要組分含量大于 99.5—99.9% 的氧化物. 氧化釤和氧化釓中的主要杂质是其它稀土元素，而氧化鈹中的主要杂质則是鈣、鋁、鎂和其他一些含量为 0.001—0.1% 的元素.

BeO–Sm_2O_3 与 BeO–Gd_2O_3 系的液相綫和固相綫温度的測定，是采用高温热分析法，使用鎢–鉬热电偶在鉬坩堝内和氩气气氛中进行的[1]. 这种热电偶的刻度曲綫示于图 1. BeO–Sm_2O_3 系中一些杂质的固相綫温度，采用热分析法并使用鉑–銠热电偶附带的进行了測定.

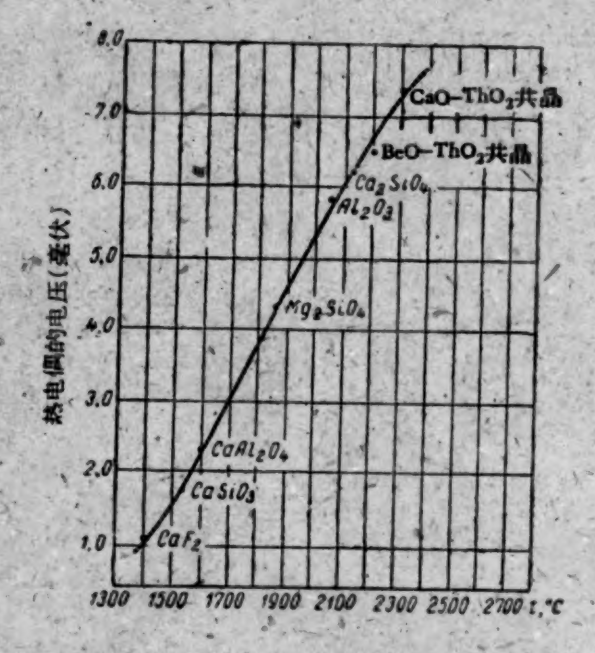


图 1 鎢鉬热电偶温度刻度曲綫

用緩慢重結晶合金的化学分析法来測定共晶的組分，重結晶合金的結构相当于純的共晶的結构. 与含2—3%（克分子）过剩組分（曾用反光显微鏡測定）的共晶組分相比，亚共晶与超共晶合金也进行了化学分析.

上述的合金以及一些其它的合金化学分析的結果証实：合金的組分实际上与配料組份沒有区别，因此就可以按配料的組份来建立相图.

根据融合試样的显微結构，在亚共晶合金中最先产生結晶的是氧化鈹，而在超共晶合金中則是氧化釤或者氧化釓. 氧化鈹的晶格参数为 $a = 2.693$ KX; $c = 4.372$ KX; $c/a = 1.623$. 在它与稀土氧化物的混合物中，經过不同的热处理之后，实际上它的晶格参数与表值沒有什么不同，即 $a = 2.693$KX; $c = 4.37$KX; $c/a = 1.625$[2]，这表明在氧化鈹中不存在固溶体.

系中的共晶成分为 35%克分子的氧化釤或氧化釓与 65%克分子的氧化鈹.

由于X光的譜綫不清晰，以及氧化釤和氧化釓的晶格太复杂，因此富稀土氧化物試样的相組成的X光的測定沒有成功. 用反光显微鏡研究指出，含量达 0.5%克分子或較多的氧化鈹試样，在 1300—1500℃ 淬火处理后，出现两个相. 这表明，在 BeO–Sm_2O_3 与 BeO–Gd_2O_3 系中，在

1300—1500℃温度区間内，稀土氧化物内不存在大的固溶体范围.

在所述的試驗条件下，用X光观察系統中新化合物的形成沒有成功.

根据研究，在1300—2500℃的温度区間内，所建立的 $BeO-Sm_2O_3$ 与 $BeO-Gd_2O_3$ 系的相图，表示在图2与3中. $BeO-Sm_2O_3$ 与 $BeO-Gd_2O_3$ 系的共晶熔点与 $BeO-La_2O_3$ 系一样的低[3].

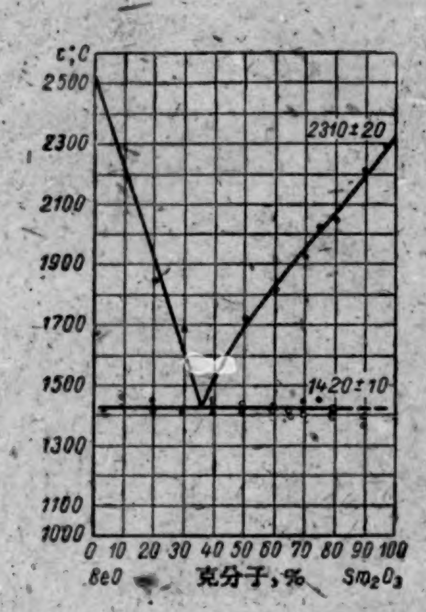


图2　$BeO-Sm_2O_3$ 系在1300—2500℃温度間隔内的相图.

用热分析法借热电偶测定温度:

●——为鎢-鉬热电偶测定的温度.

○——为鉑-鉑铑热电偶测定的温度.

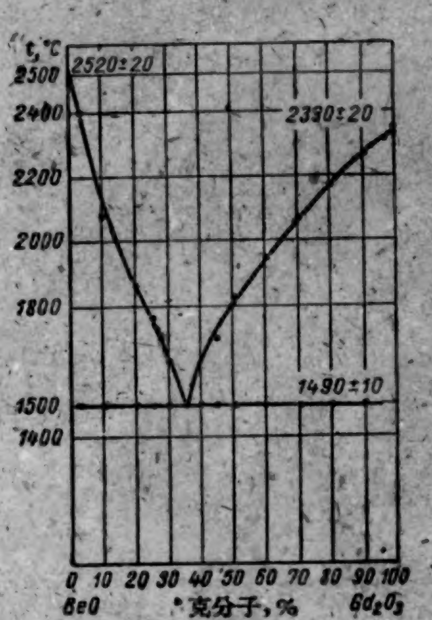


图3　$BeO-Gd_2O_3$ 系在1300—2500℃温度間隔内的相图.

参　考　文　献

[1] П. П. Будников, С. Г. Тресвятский: *Огнеупоры*. № 4, 167 (1955).
[2] Б. Ф. Ормонт: Структуры неорганических веществ. М., Гостехиздат, 1950.
[3] H. von Wartenberg, H. Reusch, E. Saran. Z. anorgan. *und allgem. Chem.*, **230**, H. 3, 257 (1937).

在停止核試驗后的一年过程中放射性沉积物的系統測量結果

山特哥里潔尔 (B. Сантгользер)[1]

发表較早的报导[2]中曾指出，停止核試驗后的半年过程中，放射性沉积物的数量实际上并未減少. 每天沉积物的平均数量为1.8毫居里/平方公里. 放射性随时間的衰減公式为 $A = at^{-n}$，式中 a 为常数. 时間 t 应該从相应的核試驗日期算起. 因为停止核試驗的时間已經过去一年多了，所以在近似确定指数 n 值的情况下，試驗日期是否准确，并沒有重要意义. 1959年6月最新試样表明，如果把1958年夏天或秋天的任何一天算作試驗日，则 n 的极限值为1.4和1.8.

1) 捷克斯洛伐克，哥拉捷茨，克拉洛夫 (Градец, Кралов) 卡尔洛大学医学系物理教研室.

2) 山特哥里洁尔，原子能杂志5卷3期.

已确定的平均値 n 等于 1.64，直至目前这个值仍然有效．把 4—36 个月时期内的放射性沉积物作偶然組合时，也得到同样相近的数値 n．停止核試驗后所收集起来的試样中最早的是在 17 个月以前得到的．收集的方法在以前的报导中已有所叙述(見脚注 2)．

最近几个月，放射性沉积物的收集不仅在一天到三天內进行，而且同时又在整个月內进行(在面积約为 0.06 平方米的不大的水槽內)．

停止試驗后的个别月份內得到了下列放射性沉积物平均数(毫居里/平方公里)(以日計)

1958 年	11 月……0.3	12 月……3.4
1959 年	1 月……2.0	6 月……1.4
	2 月……2.7	7 月……0.6
	3 月……1.0	8 月……0.2
	4 月……1.5	9 月……0.05
	5 月……1.3	10 月……0.07

試驗停止后，仅經过两个月到四个月的时間，就观察到沉积物的最大放射性．1959 年 10 月甚至大气沉积物也象 1959 年春天一样，沒有很大的放射性．1959 年 4 月 6 日所收集的雨天最大放射性为 10.1×10^{-9} 居里/升．經过二个月的干燥期之后，于 1959 年 10 月底在沉积物中观察到的放射性只有 $0.03—0.40 \times 10^{-9}$ 居里/升，恰好和预料的相反．

相隔半年的总放射性数值証明，沉积物的放射性显著下降：1959 年 4 月 30 日前总放射性数值为 121 毫居里/平方公里；而 1959 年 10 月 31 日前总放射性数值只有 54 毫居里/平方公里．在停止核試驗后的整个一年中，总放射性为 104 毫居里/平方公里．

因此，在停止核試驗后的一年內，放射性沉积物的系統測量証明，最近沉积物的数量显著地減少，并稳定在每月 1 毫居里左右的数值上．在停止核試驗后的头几个月中，观察到的值要大两个数量級以上．

地下巷道空气中鉛和鉍放射性同位素含量的定量測定

巴拉諾夫 (В. И. Баранов)，哥尔布什娜 (Л. В. Горбушина)

在矿山企业中工作时，最大的放射性危险是空气中存在的氡及其短寿命衰变产物：RaA(Po^{218})，RaB(Pb^{214})，RaC(Bi^{214}) + RaC′(Po^{214})(它的短寿命产物)．氡的衰变产物浓度，照例，是小于其平衡浓度，因此为了剂量估計其含量就必須进行专門測定．

然而利用經典的射气方法就可以簡单而又很准确地測定氡，在实际中用来单独測定氡的短寿命衰变产物的那些方法，到目前为止尙不能認为是相当可靠的．

在文献 [3,4] 中曾提出过測定短寿命射气衰变产物的輻射測量法，1925 年在文献[5]，以及在文献 [2,6] 中对此法(用于大气的情况)进行了研究．这种方法实际上是一种間接法，在目前尙不能認为是足够可靠的．因此建議采用我們所用过的单独測定鉛(RaB 和 RaD)和鉍(RaC 和 RaE)同位素(收集在 БФ 过滤器上)的放射化学方法作为驗証性的检驗方法．

在体积速度能保証气溶胶足以完全沉淀的情况下采用普通方法[1,7]收集带有 RaA，RaB 和 RaC 的气溶胶．当空气透过过滤器之后，过滤器立即受到化学处理，以便使沉淀在它上面的鉛和鉍的同位素分离．在空气短时間的透过过滤器的情况下，可以略去长寿命衰变产物(RaE 和 RaD)的量．

在相当数量的空气透过过滤器之后，过滤器就发生自燃．按照文献[8]中叙述的方法对試样継續进行化学处理：即借助于双硫棕分离加入有同位素載体的鉛和鉍．将具有鉍的同位素的双硫棕和具有鉛的同位素的剩余溶液逐漸地汇集于器皿中并进行蒸发．将过滤器完全处理到获得具有鉍的同位素的靶需要40分鉮，到获得具有鉛的同位素的靶約为1小时．

在装有鉮罩形 β 計数管的Б型装置上来測量靶．为了定量計算，利用与試样一样貼在同一靶上的平衡标准 RaD–RaE 来校正装置．

由于氡的短寿命衰变产物的半衰期短（$T_{RaB} = 26.8$ 分，$T_{RaC} = 19.7$ 分），在測量中只能得到这些元素的衰变曲綫的最終部分．根据这个部分就可以計算出在空气透过过滤器終止的时刻沉淀在过滤器上的 RaB 和 RaC 的原子数目．用平衡溶液 RaD（RaD 和 RaE 及釙处于平衡）对分析这样小量的鉛和鉍的同位素，事先作过实驗．

在图1上列出了具有 RaD 和 RaE 的靶的 β 放射性随时間的变化曲綫．因为 RaD 的 β 粒子的能量很小（$E = 0.0167$ 兆电子伏），所以根据 RaE 的 β 放射性随时間的增长就可确定 RaD（曲綫 1′,2′,3′,4′）．根据曲綫 1—4 計算，放射性同位素的半衰期接近5天，因此这五天也就是 RaE 的半衰期．

在图2上列出了处理过滤器以后（将近400公升的空气透过了过滤器）所得到的两个靶（RaB 和 RaC）的放射性随时間的曲綫变化图．根据半衰期推测，能相当好的将 RaB 和 RaC 分离，因此根据所得到的曲綫就可以計算出沉淀在过滤器上和含于空气内的 RaB 和 RaC 的原子数目．

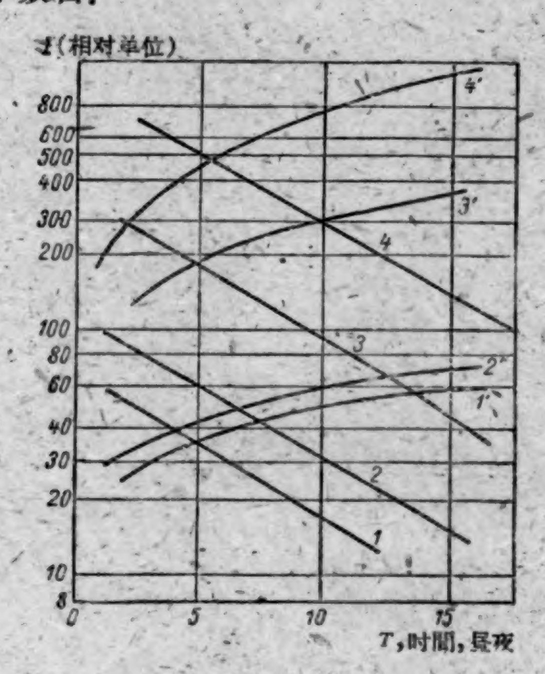


图1　带有RaD和RaE的靶的 β 放射性随时間的曲綫变化图

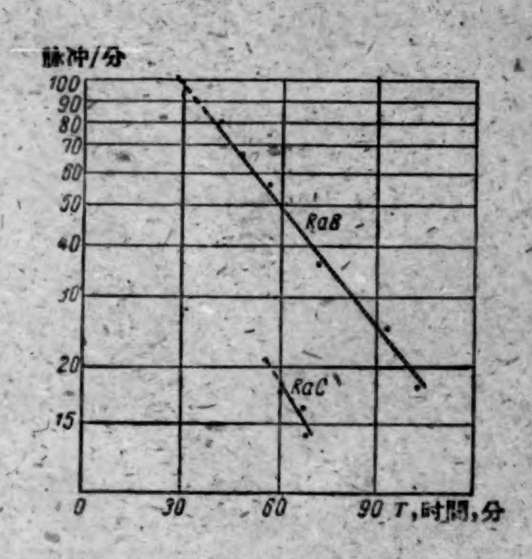


图2　具有 RaB 和 RaC 的靶的放射性随时間的曲綫变化图

参　考　文　献

[1] E. Tsivoglou, H. Ayer, D. Holaday: *Nucleonics*, **11**, No. 9, 40 (1953).
[2] Е. С. Щепотьева: *Тр. Радиевого ин-та*, **III**, 64 (1937).
[3] W. Swann: *Terr. Magn*, **20**, 13 (1915).
[4] S. Kinoshita, S. Nishikawa, S. Ono: *Philos. Mag.*, **22**, 821 (1911).
[5] В. И. Баранов: Тр. Ин-та физики и кристаллографии, вып. IV, 3 (1925).
[6] Е. Г. Грачева: *Тр. Радиевого ин-та*, **IV**, 206, 219 (1938).
[7] И. И. Гусаров, В. К. Ляпидевский: *Гигиена и санитария*, № 10, 10 (1958).
[8] А. И. Гусев: Аналитическая химия висмута. М., Изд-во АН СССР, 1953, стр. 133.

科 技 新 聞

处理和埋藏放射性废物的摩納哥国际会議总結

使用原子能时总会产生放射性废物，近十年来，仅由于使用原子核动力装置，其数量每年就达几十亿居里。对这些废物如果不采取除害处理和可靠地埋藏措施，这是很危险的。由于缺乏适当的协議，在某种情况下又无必要的責任制度，結果，一些国家不經过預先除害处理就排除了放射性废物。所有这一切都引起了人們正当的忧虑，并指出了在这方面交換經驗和知識的必要性。

从1959年11月16日至21日，在摩納哥海洋学研究所召开了由国际原子能事业局(МАГАТЭ)和联合国教育科学及文化組織（ЮНЕСКО）組織的放射性废物处理的国际会議。来自32个国家和几个国际組織的300多位学者出席了会議，其中有苏联科学院院士斯彼零率領的苏联代表团向会議提出了80篇报告和报导，12次全体会議听取了其中的70篇。

在会議上曾研究了放射性废物的性質、处理和运輸的問題，近代排除方法和与排除放射性废物有关的政治法律問題，将废物排入海中(这个問題)的生物学的、物理学的和化学的方面，将放射性废物埋藏在土壤中与地質岩层深处的問題。

在会議开幕式上国际原子能事业局局长考烏尔(Коул)和联合国教育、科学及文化組織(ЮНЕСКО)总干事維洛涅茨（Веронезе）提出了必須确定排放量标准和为此目的必須建立海洋的国际监督組織的問題，認为将放射性废物排入海洋是允許的。

放射性废物的性質

卜留斯（Брюс）在討論这个問題的会議上作了題为“放射性废物的起源与性質”的报告。在报告中重点放在大体积的中等和低等放射性强度的废物上。例如，在1944—1948年期間仅在汉福特就排放了1350亿升强度为10^{-4}—10^{-8}居里/升的废溶液。預計到1970年将产生30亿居里废物(含于27兆升溶液中)，而到2000年时达600亿居里（含于11亿升溶液中)。

在美国現行的核燃料加工方法中，蒸发后工艺废液的体积是每一吨照射鈾的1—5立方米，而且废液体积的80％以上是溶液状态，它是当释热元件的外壳溶解时得到的。在这个意义上說，取下外壳的机械方法，由于能显著的減少释热元件废物的体积，有很大的前途，尽管在美国現在还沒有采用。

由卜留斯的报告和其他的报导可見，美国的萃取方法正在不断地改进，这种改进是向寻找新的萃取剂和新的工艺形式的方向发展着。但是，得到废物的特性沒有原則上的改变。

值得注意的还有这样一种情况，美国正在大力研究化学处理释热元件的新方法，例如在600℃下的氯化，氯化氫处理和氟化等等，这些方法能大大地減少废物的体积。

罗德热尔斯（Роджерс）（美国）指出，可以将低浓度的废物排入河內，下水系統和地內，而固体废物可以包在密閉的混凝土容器內投入海中。开尼(Кенни)(英国)認为，对于有机的和生物废物（动物尸体，垃圾等）可以不經过特殊淨化焚烧后与气体同时排入大气中。苏联代表团指出，为了防止大气被沾污，有必要将这一类气体用淨化的方法予以处理。

杰克逊(Диксон)(英国)在研究放射性废物的排除时，根据美国原子核动力发展計划而发表意見說，不同种类的废物不可避免地要排入海中，将小强度的废物可倒入河中。

从所听的报告中可以得出結論，无論在英国，或者在美国，均将液体放射性废物分为三类：1)高强度废物——每升的浓度有几十个居里或更高（这些溶液保存在特制容器內)；2)中等强度的废物——每升浓度有几个毫居里或一居里的十分之几；这些废物一般經过化学处理并将浓縮物埋藏起来，在某些国家里（例如美国）将废物抛入海中；3)低强度废物，其中放射性同位素的含量超过現行飲水标准几个数量級；这些废物可以用水稀释到医学标准并放入露天蓄水池中。

放射性废物的处理和运輸

在舒里特(Шульт)(美国)的报告中指出，反应堆的新結构能将大部分放射性抛入空气中。在研究了与此有关的問題以后，报告人得出結論說，废物排

入大气中应加以限制．斯瑪尔(Смалл)和斯托列别(Сторебе)(挪威)也得出同样一个結論．他們指出，平流层的空气大約在两年以內变化一次．因此，如象有时候所假想的那样，将放射性废物放入高空中，从废物排除的安全观点看来是不够好的．报告中也敘述了記录原子装置周围大气中放射性的自动記录站的装置．

西里維尔曼(Сильвермен)(美国)曾研究过原子核过程中空气和气体淨化的經济价值．在哈佛大学曾比較过气态废物的不同淨化法，其中包括从灰尘中清除的方法．当过滤材料用的玻璃纖維它在使用以后就熔化了．淨化 Kr^{85} 时，可将它在低溫时吸附于活性炭中或者脂肪酸中．淨化气体的价值和建造一座高烟囱而将之用大气稀释的价值差别不大．

在討論中，英国代表声称，在英国所有的原子装置都有气体过滤器．

在有关液体废物处理方面听取了維特斯列(Ветеле)(比利时)的报告，他說，为了固定放射性阳离子，用褐煤作离子交换材料．研究是在实驗室条件下进行的．对于包含微量成分 Sr^{90} 和 Cs^{137} 以及大量成分鈣、鈉和氫的离子的系統，测量了其平衡常数．关于吸附的机制問題尚未研究，暫时还不清楚褐煤中的那一部分是吸附剂．

关于为什么不用可使淨化程度提高两三个数量級的合成离子交換树脂問題，报告人只指出了經济价值的巨大意义．

干古里(Генгуль)(印度)的报告研究了固体废物中溫度的分布．根据計算，当 Sr^{90} 强度为1居里/克时，在半径为20厘米的圆心或直径为36厘米的圆柱中心內，最大溫度是250℃，而在表面上則是175℃．当 Sr^{90} 的浓度为5居里/克时，順次为1200°和800℃，也就是在80公斤材料中容許有400×13³居里 Sr^{90}．作者打算对分裂产物的混合物也継續作出同样的計算．

謝尔(Серр)(法国，薩克列)的报告研究了固体废物的处理問題．为了更密致地埋藏，可以采用預先将这些废物分裂和压实的方法．磨碎后的产物可放在混凝土块內，混凝土块做成壁厚約16厘米直径和高度为1.3米的圆柱形，产物放入后并灌以水泥．混凝土的成分(HTS 水泥50公斤，砂子76公斤，Oxido 水泥25公斤，鋁粉0.005公斤，水30升)要可靠的固定洗滌碎片．在将水泥块沉于水中保存一年的期間內，沒有发現水的放射性有所增高．

在保瑪洛尔(Помаролл)(薩克列)的两篇报告里研究了将废物埋藏于土壤中的不同情况，以及在必須通过本国或其他国家运輸废物的情况下，可能采取的各种決定．

报告人說，除了将废物保存于特殊的地下貯存处以外，将低强度的废物放在容器內，然后放在填滿泥土的壕沟內是相当可靠的．为了埋藏高强度废物起見，制作了水泥管，管內放入容器．

在会議上提出了有关处理和排除废物現代方法的报告共11篇．

在保瓦尔(Бовар)和坎吉里昂(Кандильон)(法国)的报告中曾指出，在薩克列，哥列諾卜尔(Гренобл)，馬庫尔(Маркул)等地原子核装置的周围，被放射性同位素沾污的区域达到最大限度．在某些地方(例如，在希那(Шинон))，在1958年土壤的放射性达到 4×10^{-5} 居里/米³，其中 $Sr^{90}+Y^{90}$ 的沾污是 4×10^{-7} 居里/米³．

在瓦尔木謝尔(Вормсер)(法国)的报告里，敘述了在薩克列用以淨化低强度废物的較小的装置．放射性浓縮成磷酸盐、氫氧化物和碳酸盐类残渣以后埋藏于容器內和壕沟內．

在摩桑(Моусон)和拉謝尔(Расселл)(加拿大)的报导中描述了各种埋藏放射性废物的方法．值得注意的一个方法，是将中等强度的废物澆灌成水泥放在鋼桶內，以后埋藏于深的矿井里．用这种方法保存几千个居里的废物，在周围环境內仅发現有放射性的痕迹．

曾經試将不同状态的废物埋藏在坑內，在那里，液体废物放在聚乙烯容器內，而固体废物放在沒有外壳的、用砂子和瀝青一层一层隔开的坑內．在埋藏高强度的废物的情况下，在瀝青內发現有裂縫，这就迫使我們在使用这种埋藏方法时要提高警惕．

拉尔謝(Ларсен)(丹麦)指出，为了不超过現行标准(距处理点10米处不超过最大容許标准的十分之一)，甚至于在水流动緩慢的峽湾中，也不容許将弱放射性溶液未經淨化就排走．

根据别厄斯(Бернс)的报导，在哈威尔(Харуэлл)甚至連所有低能級的废物都进行了綜合处理．在排放之前，經过仔細地检查，因为在它們排入的泰晤士河是伦敦主要的飲水水源．

为了淨化低能級的废物，加入苛性鈉至 pH=9.5，并同时加入磷酸鈉，形成的磷酸鈣沉淀物(由于在原始溶液中有足够数量的鈣)．放在密閉的槽內，以后将它投入海中，而傾析液經过检查以后倒走．

为了处理中等强度的废物，建造有生产力达4米³/小时的工厂，在这里用 Ca-Fe-磷酸盐沉淀(当 pH=11.5 时)的方法进行淨化．該方法能分离出

99%的α和89%的β辐射体。为了排除釕，将溶液酸化到pH=3，沉淀出硫酸铁，从而能使99.8%的α和91%的β放射性除掉。在剩余物中約含有0.3—0.5%的原有β放射性。最后淨化用离子交換法进行。在哈威尔也在进行用压制和熔化的方法減少固体废物体积的工作。

在美国，淨化放射性废物的工作大致上和英国与法国向同一个方向发展。弱强度的废物弃于河、海和土壤中，而在美国的报告中沒有談到处理废物的問題。

在斯捷文斯(Стевенс)(美国)的报告里，討論了处理高强度废物的問題.在报告中着重指出，現在将高强度液体废物保存在大罐中的方法是不方便的，因为，在第一年就沒有使溫度保持在65℃以下，尽管它有良好的冷却系統。其腐蝕程度是0.002—0.005毫米/年。

所进行的研究証明了以固体形式保存废物的优点。因为，这时它只占很小的体积，而且碎片在其中移动的較小，这就使貯存室省錢且簡单，这也就补偿了废物处理的費用。

为了将含有硝酸鋁的溶液轉变成固态，建議蒸发和煅烧在沸騰层內于350—550℃的条件下形成的氧化物.在报告中敍述了生产力可达200毫升/分的正在运轉的模型装置，和在艾达荷正在建造的装置(生产力是5米^3/昼夜)。

此外，詳細地討論了保存高强度固体产物的問題。在1000℃以下时，沒观察到放射性同位素有严重的損失，但是在1200℃时，就已經約有100%的Cs^{137}被排掉了。作者得出結論說，为了更可靠地保存(不使貯存室因昂貴的冷却系統而变得复杂化)，必須进一步处理煅烧材料，其中有玻璃化材料。

在其他学者的报告里[例如，威尔逊(澳大利亚)，山本(日本)，洛得热尔(美国)]沒有敍述废物处理和其他新的問題。

吉瑪可夫(Зимаков)(苏联)研究放射性废物的玻璃化产物的成分和性状的报告引起了听众很大的兴趣。

曾經在两次会議上討論了将放射性废物排到土壤內和深的岩层內的問題。

匹尔斯(Пирс)和林杰洛特(Линдерот)等(美国)关于汉福特工厂将液体放射性废物排放到土壤內的报告引起了听众很大的注意。到1959年中，曾經排放到这里的天然低地("沼地")內有1390亿升低强度废物(冷却設备的水，非工艺废物等)；其总强度为2500居里.向特殊容器沟內倒入了106兆升放射性废物，他們都是在經过不同的处理方法以后得到的强盐化产物，其总强度为647000居里.最后，将149亿升含有1.9兆居里的分裂产物废物倒入在地下建筑的井框內，废物逐漸从井框內滲入土壤.檢查井可以观測放射性同位素在土壤內的迁移.現在，发現放射性有很大的迁移。虽然地下水位很低(150—200米)，分裂元素已經达到了这一水位且随水流溢散。例如，起初在一个井框下面沾染的面积是370米^2，而現在已达7400米^2。地下水样表明，沾染扩散到距排放地点五公里的地方。在水中β輻射体的含量达1.5×10^{-7}—1×10^{-4}毫居里/升，有时大大地超过这一数值。釕是主要的迁移元素，但也往往发現有显著数量的鍶存在。报告人指出，土壤俘获放射性同位素主要是由于离子交换反应而产生。但是，在废物中如含有磷酸根离子，那末，它和土壤的炭酸鈣便形成人造磷灰石，从而可以俘获放射性鍶。当土壤中有氟离子和炭酸鈣时便可形成螢石，这便增加了捕获稀土族元素、鍶、鈾和釷的作用。根据这个报告可以做出这样的結論：甚至于象在汉福特那样良好的水文地質条件下也不允許将液体放射性废物直接排入土壤內和地下。

巴开尔(Паркер)(美国)报告了关于正在继續进行的寻找将液体放射性废物保存在岩盐沉淀物內的工作(关于这一問題，在第二屆和平利用原子能国际会議上已有过报导)。現在，实驗正在半生产条件下进行(在天然岩盐层內)。但是，用的是非放射性模拟溶液。

汉斯杰得(Хонсед)等人(美国)在"放射性废物在汉福特天然水中的运动"一文中曾研究了哥伦比亚河被放射性同位素沾污的有关問題。冷却汉福特工厂反应堆的水被60多种放射性同位素(主要是由于溶解性杂質被中子活化而产生的)所污染，冷却水在1—3小时內經过沉淀池，以后便排入河中。报告人指出，电离輻射对人(住在汉福特工厂附近，并使用卡魯河的水)作用的平均值，小于最大容許剂量的20%。考虑到发生事故以及沾污水平因事故而升高的可能性，上述数值未必可以认为是十分安全的。

貝尔比叶(Барбье)和米沙(Мишон)(法国)报告了关于被培植的土壤吸收低强度废物(由灌溉水所带入的)中的放射性同位素的計算。他們得出結論說，蔬菜被放射性同位素沾污的程度与其水的含量不成正比，而是很高。

斯彼琴(Спицын)和貝魯可娃(Балукова)等人(苏联)报告了关于用土壤层过滤碎片元素溶液的方法吸附碎片元素的实驗室和野外研究的結果。在报

告中着重指出，在土壤中吸收的放射性鍶，容易被天然水中常存在的钙所排除。因此，不能够認为鍶被牢固地吸收在土壤中。进入地下水以后，放射鍶便和地下水迁移。土壤的矿物質对釕的吸收很弱。对放射性铯的吸收程度較大些。

美国学者的关于深处埋藏废物的許多报告，証明科学家們对于这个問題有很大的兴趣。

涅依斯(Нейс)主要在埋藏放射性废物方面对地質研究做了詳細地評論（根据在美国原子工业的任务而作的）。他認为中等强度和低强度废物的排除具有巨大的意义。这些废物排除在原子企业的周围地区，不可避免地要导致地面放射性水平的显著增高，在一个长时期內，这将引起不良的遗传恶果。

在沉淀岩石中的复向斜层盆地是最适合于这一目的的。結实的岩石可以用水力或爆破的方法使之粉碎。美国的石油工业每年要获取（千百万）立方米的盐水，在空井內倒入放射性废物，代替这些盐水。围岩的性質具有很大的意义。粘土質頁岩有高的吸附本領，并能很好地保存放射性同位素。但是，它的导热性不佳，而粘土質矿物易被酸溶液分解。在这方面砂岩是較好的。石灰石就其化学性質来說是不太适合的，此外在石灰石內总有裂縫和紋存在，放射性溶液能經过这些裂紋漏掉。石膏岩用以排除固体废物是适当的，用它排除液体放射性废物还有問題。将放射性废物保存在盐类矿产地，主要是岩盐地区最有希望。

西普桑（Симпсон）（美国）在自己的报告中談到，对于高强度废物研究了盐的矿藏和深部透水构成。对于中等强度废物的排除，可将废物包装好，在不浅处埋藏起来或是倒入土壤中。在这种情况下要研究地下水运动的情况，地下水中杂質的分散情况，离子交换过程和吸附过程。

布朗(Браун)(美国)报导了汉福特原子工厂地区的地質研究結果。在那里鉆了551个鉆井，研究了过濾系数，地下水运动的速度和方向。現在，关于区域地質結构的資料增添了新的在使用地震，磁測量，重差測量及其他方法时得到的数据，报告人发表意見說，在区域地質参数沒有比現在知道得更精确以前，不应当推广在土壤中埋藏放射性废物的方法。

拉古(Лагун)（美国）在大会上沒有宣讀的报告中研究了类似的問題，作者認为，現在在汉福特和橡树岭所用的将废物埋藏于地內的方法是不能令人滿意的，因为，不可能精确地証明，这些废物最后将排至何处。

卡烏爾曼(Кауфман)（美国）报导了加里福尼亚大学的实驗装置在两年內，将放射性溶液排入位于28.5米深处，厚1.2米的含水层的工作結果。为了研究地下水的水力学应用示踪氚水。得到的結果表明，深处埋藏废物所达到的淨化系数与現代化的化学处理过程中所达到的淨化系数相同。

瓦盖尔(Barep)和里赫杰尔(Рихтер)（西德）报告了西德在寻找深处埋藏放射性废物地址而进行的地質和水文地質的研究結果。已經建立了一系列能将液体放射性废物倒入含有古老的地下水的实驗点。

在討論宣讀过的报告的总結中指出，今后用深部埋藏放射性废物的处理方法的前景是很大的。但也注意到，在长期保存的期間內，有必要完全加以限制和监督。

可以說从会議开始的第一天起，討論的中心問題就是将放射性废物排入海中的問題。英美学者的大部分报告都直接或間接地闡明了将废物倒入海中是允許的，对人类并不会产生危害的后果。

例如，丹斯杰尔(Данстер)和威克斯(Уикс)（大不列顚）报导說，在英国每天都倒入海中和泰晤士河中 10^6 米^{3}低放射性废物，其中含有50000居里以上的β放射性和85居里以上的γ放射性。他們証明了継續排倒的可能性，并着重指出，地点的选择主要是經济上的問題。

别厄斯（Бернс）（大不列顚）在自己的报告中說道，低强度的放射性废物可以排入泰晤士河中。

洛德热尔(Роджер)(美国)証明，在美国将高强度放射性废物放入容器中，然后将容器投入墨西哥海湾和太平洋与大西洋沿岸的海水深处。报告者着重指出，对于废物保存有必要划出监督区。

但斯杰尔（大不列顚）在对低强度液体放射性废物排于海中的現行方法与拟定的方法作出評論以后得出結論說，由于全世界的海洋的平均放射性仅有微小的升高，因此，可認为将放射性废物排入海中和河中是沒有危险的。

論証有可能将废物排入海洋中的詳細报告是普林特恰尔德(Притчард)(美国)提出的。在这篇报告中作者力图証明，根据現有的有关海洋地理学的知識，将大量的（每年几兆居里）液体废物，其中也有高放射性废物排入海水深处对人类并无危险。特別应当指出的是，他提出的将废物排入海濱水中只能对該国家的利益有所侵犯的这一情况。

由以上所述可以看出，将放射性废物排入海中的可能性問題辯論得异常激烈，因此，針对这个問題的不同观点曾开了三次全体会議，在这些会議上听

取了 17 篇报告，其中有三篇是苏联的.

高尔当(Гордон)(美国)的报告是最有兴趣的，他敍述了通过引入萤光着色物質研究沿海水涨潮和退潮的方法. 放射性物質在海洋中垂直混合和水平混合的速度的数学計算为官毛和猿桥（日本）給出. 同时，他們証明，假定在 1954 年在太平洋北部放射性仅高出热楔，那末到 1955 年，已达 600 米深，但是热楔位于 75 米深处.

摩尔根(Морган)(大不列顛)关于在排除放射性废物的地区內魚类季节性迁移、魚的放射性和魚的捕捞百分数的研究报告，引起听众很大的兴趣. 用 36000 个比目魚示踪来进行这一研究. 已經确定，放射性增高的比目魚数量不多，根据这一点得出了令人安心的結論. 虽然这項研究在方法上是有趣的，但对所作的結論和比目魚食用的平均成熟指标是应当加以反对的.

沙菲尔(Шеффер)(美国)用自己的报告闡明了必須开展新的研究，規定出可以排入放射性废物的具体的海滨地区. 他着重指出，广闊的公海区在这方面具有巨大的意义，在这里捕魚沒有好处，并且从这个观点上看来，这里将是生物学上的"沙漠". 沙菲尔报告說，在美国拟定了这一方面广泛研究的五年計划，这項工作的总費用为 3000 万美元.

报告的总的思想不外乎是說，放射性废物可以排入海中. 但是，报告者本人［开特秋木(Кетчум)，沙菲尔，其普曼(Чипман)等(美国)，瑪尔干，普里特卡尔得(Притчард)，瑪那斯(Монас)(大不列顛)，瓦尔吉丘克(Валдичук)(加拿大)］也提出許多事实証明这个結論是沒有根据的.

看来，最危险的元素——Cs^{137} 和 Sr^{90} 在軟体动物和魚的組織中的浓度，比它們周围的水增加 20—30 倍，而游浮植物擎有使某些放射性同位素的浓度增加 1200 倍（和它們周围水的浓度相比）的本領.

在瑪尔干同一篇报告中証明，仅从处理放射性废物邻近的地方捞起的每十条比目魚中的第十条魚就有放射性传染病的徵兆，其中就有白血病. 已知的美国研究家的資料証明，动物浮游生物的放射性增加了，这些动物是从旧金山附近废物处理区打捞起来的.

苏联代表团从第一天起就对这个問題抱否定态度. 无論是在吉开文(Зикевич)、費多罗夫(Федров)、摩謝夫(Моисеев)的报告中，或者是在不只一次的其他成員的发言中，苏联代表团都坚持放射性废物不允許倒入海洋中的原則.

苏联代表团用以下原則来論証这种态度：

1) 許多研究証明，在海洋中，甚至于在深的低凹处都有强烈的迁移，因而，放射性可以从任何深度处带到表面层来；

2) 魚和游浮生物能够聚积放射性，且高出它周围的水中放射性含量的 2—3 倍；

3) 假如說人体已經能够适应的低浓度的天然放射性，对人体无害，那末，无論如何也不能說，人为的低浓度放射性同位素对人体組織的作用无遺传后果的影响；

4) 将废物弃于沿海水中不能認为是"內政"，因为放射性的迁移是以物理和生物途径来实現，涉及到邻近国家的居民；

5) 当解决放射性废物的保存問題时，不应当把經济因素放在首位来考虑. 这里不論在任何时候放在首位上的是人的健康問題. 不要忘記，现在，人类每年要用 30 兆吨以上的水产物.

苏联代表团提出，必須处理所有液体放射性废物和分离出的浓縮产物，和将它可靠地埋藏在容器內或者作成玻璃化的形状，除去了主要放射性物质的水应在本企业內呈閉路循环使用，才是基本原則.

苏联代表团的积极发言影响了参加海洋地理学家. 自由討論的法国、挪威、印度、荷兰、意大利、保加利亚、波兰、芬兰的代表，他們在某种形式上表示忧虑放射性，特别是动物机体会散布到全世界的海洋中. 曾着重地指出了絕对須要在这方面开展广泛而又深透的研究.

列維尔(美国)在做討論总結时被迫承認，为学者掌握的允許以应有的态度解决在海水中埋藏放射性废物的可能性和方法問題的資料，是极不够的.

ЮНЕСКО 的代表維托里-別列斯的声明是苏联观点的胜利，他在閉幕会議的閉幕詞中說，以前的討論迫使我們重新考虑在此以前形成的，并且把放射性废物可以排入海中的意見. 他还指出，在解决这个問題时經济因素不能作为第一因素，只能在人体健康得到保障后才能考虑.

会議的这些結論可以看作是在整个会議期間苏联代表团所保卫的人道原則的正确影响的結果.

主要結論

1. 虽然在不同的国家，特别是在美国和英国进行了許多研究，但从放射性分布的观点看来，都不能認为在海水中安全埋藏废物的可能性已經得到了充分的論証. 在回答这个問題以前，必須进行最广泛的海洋地理学、生物学和遺传学的研究.

2. 不同的国家处理中等的和低强度废物的方

法与方向，一般地說彼此差别不大，主要是归結为順次沉淀氫氧化物和磷酸盐，在存在有机杂质的情况下，在过程的首部应用吸附法作补充淨化和氧化剂——沉淀作业。

不能够只同意，外国有时采用的将低强度溶液倒入天然水池，使其稀释的方法。在这种情况下，閉路循环和使用循环水的原則无可爭辯是較可靠和安全的。

3．在处理了中等的和低强度废物以后，将浓縮浆液保藏在容器或水泥块內埋藏到不同形式的地下倉庫內結果比較可靠。不加外壳的废物保存方法是絕对不能接受的。因为，所有的研究証明，最危险的放射性元素有极大的迁移。

4．将中等的甚至于是高强度的废物以玻璃化的形式埋藏于地下倉庫內是最有前途的方法，但是，显然当前还須要大力寻找相当完善的工艺过程。

将废物装在普遍使用的不銹鋼容器內的方法，应該說是保存高强度废物的临时性措施。

5．将废物深埋于鉆井內或密閉的地质岩层內方面的研究应当說是有希望的，但是到现在为止还沒有完善。

6．选择处理核燃料的主要工艺学与下列情况有关：放射性废物的体积多大，和在所采用的工艺过程中以什么形式产生。其中，用化学方法除去释热元件的包壳会显著的增加液体放射性废物的体积，未必可認为該过程是方便的。

任何复杂形式的释热元件，在机械加工以后不需要完全溶解包壳就可以使核燃料变为溶液。包壳的固体废物的体积很小，其放射性能很好的加以限制，因此埋藏它比較簡单也比較可靠。

斯彼零（Викт. Спицын）

科勒乔夫（Б. Колычев）

伊拉克苏联工业展覽会和平利用原子能館

苏联工业展覽会于1960年4月在巴格达展出了三个星期。苏联部长会議第一副主席米高揚主持了展覽会的开幕典礼，伊拉克总理卡塞姆也参加了开幕仪式。

原子能館引起观众极大的兴趣，它显示出苏联在和平利用原子能方面的成就。

館中介紹了在苏联国民經济中广泛应用原子能的各个方面。在动力部分，观众饒有兴趣地参观了世界上第一座原子能发电站，水-水反应堆和石墨-鈾反应堆等眞实模型。而世界上第一艘“列宁”号原子破冰船的模型尤其吸引观众們的注意。同样地100亿电子伏的同步稳相加速器和680兆电子伏的同步迴旋加速器的模型也特別吸引观众。展出苏联在研究热核反应方面成果的那一个部分受到科学界代表們的欢迎。

館中广泛地介紹了应用于普查放射性矿物的仪器。主要的是带有各种量程的輕便輻射仪。介紹苏联在地质、医学、生物、农业方面应用同位素的各館获得了很大的成功。这是因为这些館都展出了相应的仪器。专家們对这些仪器的质量曾給予很高的評价。

在防护和剂量部分展出了大批的剂量测量仪器。其中机械手最引起观众們的兴趣。

展覽会在展出期間，发給观众用阿拉伯文印刷的說明书五万份，叶密里揚諾夫（В. С. Емельянов）所写的“苏联原子能为和平事业服务”一书也发出了五万份。

展覽会不仅引起巴格达人注意，而且伊拉克各地居民不管远近都赶来参观。光是第一天来展覽館参观的就有四万人左右。总共約有五十万人参观了这次展覽。

伊拉克的报刊广泛地报导了展覽会的工作。“人民团結报”用整个篇幅刊登了展覽会原子能館的情况。“独立报”在报导关于和平利用原子能館的展品的結束語中写道：“伊拉克人在离开展覽館时都具有一个共同的思想，那就是：苏联人民和苏联科学家所做的一切，是为了把原子能无比的威力用于和平及建設事业，而不是用于战爭和破坏”。

不少的专家和观众都留下自己对参观原子能館的感想。例如，巴格达大学教授尤瑟夫·阿布德在意見簿上写道：“参观了苏联工业展覽会之后，使我們对苏联的巨大成就不能不表示讚歎，而原子能館更博得人們最高的評价。我們衷心地期望我們亲密的朋友——苏联——在科学、工业、經济等各方面获得更大的成就”。工人达伏依·馬赫基（Тавои Махди）写道：“原子能館引起我們极大的兴趣，我們热烈地希望苏联人民在和平利用原子能的高尙事业中进一步地获得成就”。而另外一个朋友写下：“苏联原子



在伊拉克举办的展覽会

能館是苏联科学思想胜利的有力証据．当你看到了这个国家在和平利用原子能事业上的成就之后，不禁使人对这个对人类极为重要的科学部門的工作規模感到惊訝不已”．

巴欽柯（А. М. Панченко）
費德罗夫（Г. Б. Федров）

丹麦重水反应堆 DR-3

1960年1月在里索（Puco）（丹麦）一个主要用于試驗材料的研究性重水 DR-3 反应堆达到了临界状态(图1—3)．

这个反应堆是根据丹麦原子能委員会和英国原子能管理局于1957年6月20日所签訂的协議而建造的．这个反应堆的大部分建造工程是由丹麦公司承担的．反应堆的費用(包括燃料和重水的費用)一共是1564000英鎊．

DR-3 反应堆与英国哈威尔的 DIDO 及 PLUTO 反应堆大致相类似．它的功率也是10兆瓦．反应堆之減速剂和載热剂是重水（10吨），反射层是石墨，释热組件是盒状的．释热元件是用加浓鈾和鋁的合金制成的片，外包以鋁壳[2,3]．

DR-3 反应堆的构造与英国反应堆的构造差别不大．在反应堆建筑物的平面布置和按丹麦标准所采用的控制 DR-3 反应堆的电气設备方面有所不同．为了安装排风装置，水处理装置以及空气净化系統的設备起見，将水泵房扩大了一些．通风系統和空气調节系統与英国方案相比較也有某些改变，这是为了满足丹麦所提出的要求．同时也十分注意保持放射性物品操作室內的清洁和最好的去放射性設置．另外在拆卸和运輸释热組件的系統方面也有些差别．因为在 DiDo 和 PuUTO 反应堆上利用英国制的重水抽吸泵的經驗証明，这些泵运行不很满意，所以才向法国购买了重水泵．

总值为340000英鎊的重水，是向美国原子能委員会借来的，条件是每年支付重水成本4%的利息．

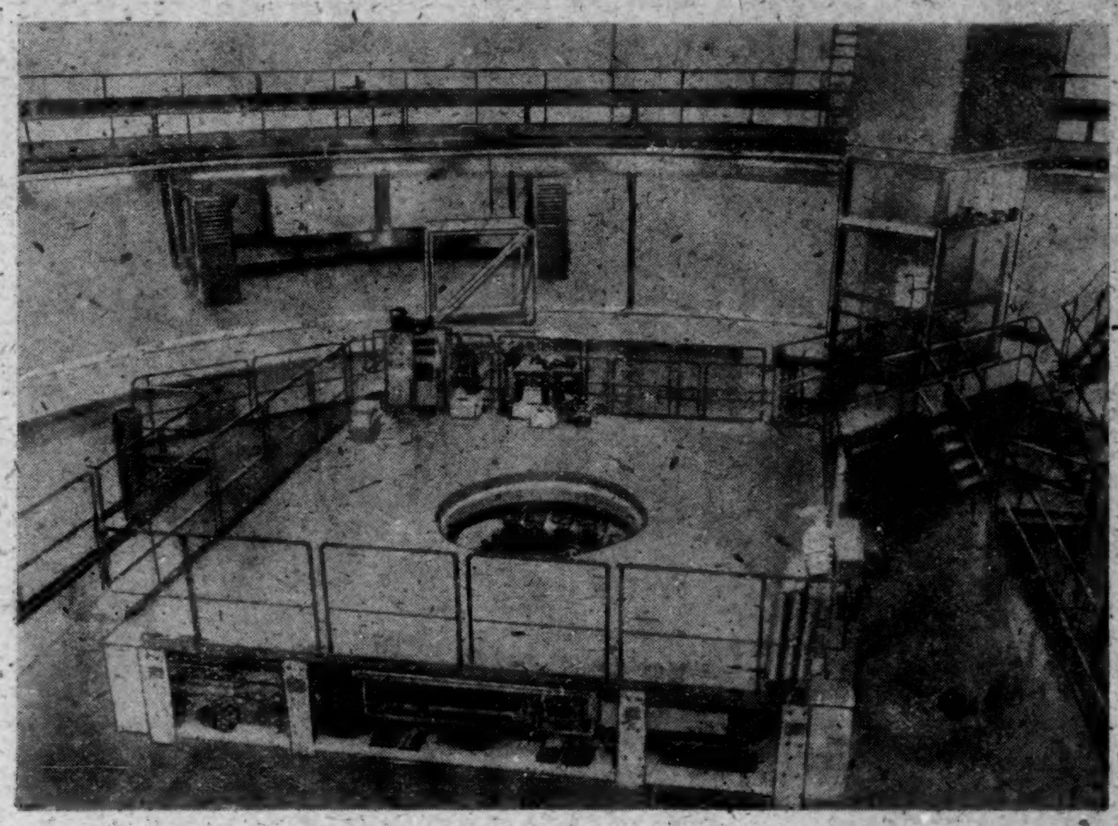


图1 反应堆大厅的全貌

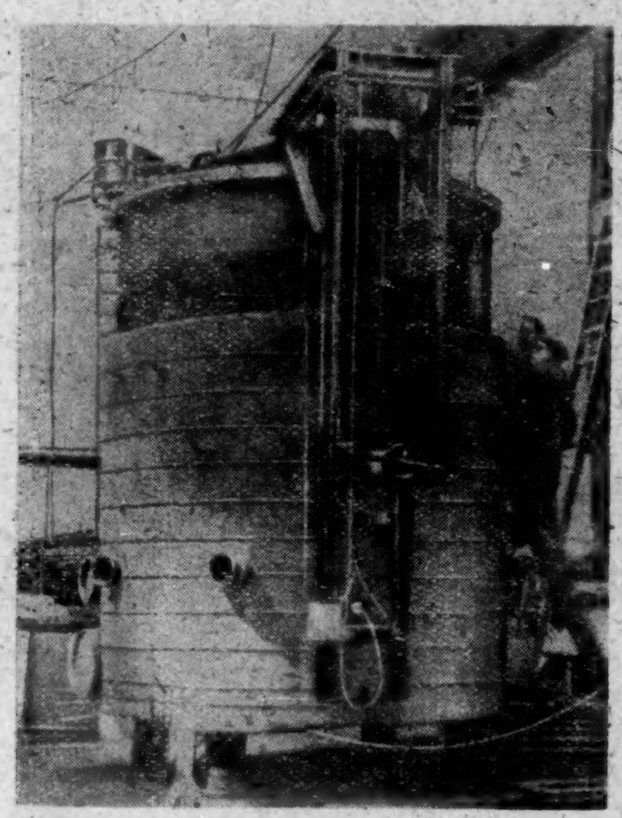


图2 DR—3反应堆槽的安装情形



图3 反应堆槽内設备的安装情形

1960年夏末，当反应堆达到額定总功率10兆瓦后，将在堆上进行为了鑑定在英国溫弗利脫希脫所建的"龙式（Дрогон）"反应堆的一些性能而需要的一些实驗[1]。

参考文献

[1] *Nucl Power.*, **5**, No. 47, 131 (1960).
[2] Альбом ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1959, стр. 215.
[3] Там же, стр. 217.

論蒸汽过热的原子核反应堆

在第二屆和平利用原子能国际会議上，美国提出了关于电功率为66兆瓦的原子能发电站利用过热蒸汽的沸騰水反应堆設計的报告[1]。电站应于1962年6月投入运轉。文献[2]主要对原子核过热区作了补充报导。Сиокс-фоллс 反应堆是美国第一座利用蒸汽过热的原子核反应堆。

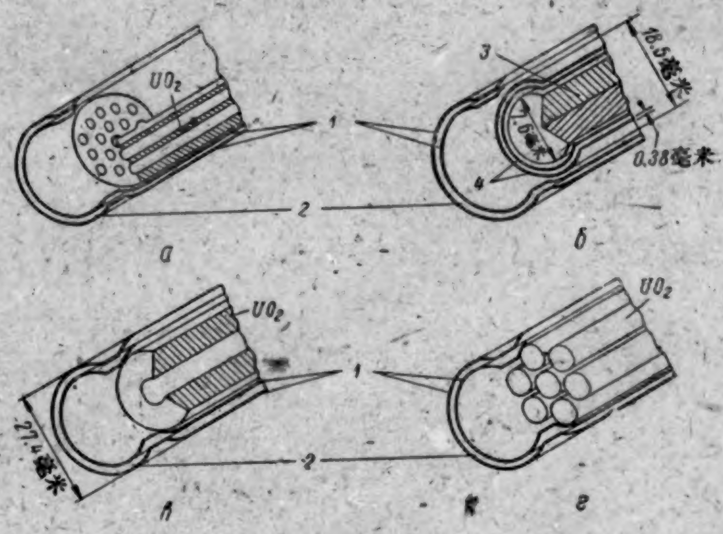
現代的反应堆制造工艺使人們有可能制造原子能过热器，它将比用火过热的蒸汽过热器只貴4%。如果改用高加浓鈾为低加浓鈾，原子能过热器的成本能降低二分之一。

反应堆参数的最新設計数据如下：

热功率：	
沸騰区	164 兆瓦
过热区	39.7 兆瓦
全电功率	66 兆瓦
有效电功率	62 兆瓦
蒸汽压力	37.8 計示大气压
反应堆內部压力	42 計示大气压
沸騰区出口处沸騰水的溫度	254℃
过热区出口处蒸汽的溫度	440℃
外壳尺寸	3.5×8.4 米
活性区尺寸	1.83×1.83 米
过热区尺寸	1.83×0.46 米
燃料：	
沸騰区	加浓度为 1.8% 的氧化鈾（以鋁作包壳）
过热区	加浓度为 93% 的氧化鈾（以不銹鋼作包壳）
燃料的装載量：	
沸騰区	117 公斤 U^{235}
过热区	34 公斤 U^{235}
沸騰区的比功率	96 瓩/升
平均热流：	
沸騰区	355000 大卡/米²·小时
过热区	230000 大卡/米²·小时
最大热流：	
沸騰区	1.17×10^6 大卡/米²·小时
过热区	6.45×10^5 大卡/米²·小时
反应堆內水的流量	13700 米³/小时
过热区內燃料表面最大溫度	720℃
載热剂流速：	
过热区入口处	30 米/秒
过热区出口处	51 米/秒

反应堆的活性区由周圍装有普通过热管道的中央过热区組成。在普通沸騰区內于 254℃ 时所产生的蒸汽通过干燥器，然后經过过热部分的释热元件，并在溫度 440℃ 和压力 37.8 計示大气压下流向渦輪机。

过热区的释热組件为两个含有燃料的同心管，



过热区释热元件的种类：

а——孔状元件（加浓度低）；б——管状元件（加浓度高）；в——环状元件（加浓度低）；г——七根棒的組件（加浓度高或加浓度低的）；1—不銹鋼双层壁；2—蒸汽間层；3—用硼做的燃耗吸收剂；4—金属陶瓷（UO_2 + 不銹鋼）。

其內部装有用燃料吸收剂做的圓柱体（見图 б）[2]。燃耗吸收剂是补償沸騰区与过热区之間随着燃料的燃耗而产生的释能不均衡性所必需的。用加浓度为93%的 U^{235} 的氧化物作为燃料，厚度 0.4 毫米的不銹鋼作包壳。結构相似的管状释热元件的制造并不复杂，并可以使燃料达到深度燃耗。从管状元件轉变为释热元件是有可能的，而后者使我們有可能利用較便宜的低加浓鈾燃料。

曾研究了三种用低加浓燃料作的释热元件，它們都示于图 а、в 和 г 上[2]。但是这些元件尙需作进一步的研究。

在环形释热元件內（見图 в），載热剂沿着管子的两边表面流动，同时流速要調节到能使表面的溫度相等的程度。这种元件的优点是結构簡单，但是其壁的溫度很高，而且 UO_2 环形盘的制造及其用包

壳盖复的工艺学尚未得到深透的研究.

用七根棒組成的組件的制造工艺(見图 *d*)得到了很好的研究，但是这种組件对于載热剂流的液压阻力很大,对其传热性能还研究得很不够. 释热元件(見图 *a*)的排热表面很大，而对于液体流的水力阻力却很小. 但是这种元件的制造是很困难的.

上述各种元件用的燃料都是用不銹鋼作包壳. 在鋼管的双层壁之間有蒸汽間层，此蒸汽間层称之为热壁栅. 用螺旋綫作为遙控元件.

В. Б.

参考文献

[1] К. Крэхэм и др: Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).Избр. докл. иностранных ученых. Т. 4—Ядерные реакторы и ядерная энергетика. М., Атомиздат, 1959, стр. 287.

[2] *Nucleonics*, 18, No. 3, 108 (1960).

OMRE 反应堆的运行經驗

OMRE 反应堆从 1957 年 9 月起动起，截至1959 年 8 月底为止，生产了 1400 兆瓦·天的热能，目前仍在継續运行着[1,2].

1958 年的10到 11 月間在反应堆中安装了 OMR 反应堆的释热元件. 由于流通截面被堵塞，其中一根释热元件损坏了，其它元件的表面溫度也大大增加. 此后决定要清洗一次迴路，装設为載热剂部分过滤用的設备，并为反应堆更换元件. 在此以前，反应堆已生产了 958 兆瓦·天的热能. 更换元件后，反应堆在 1959 年 6 月間就开始以全功率运行了，而在 7 月間，反应堆內又装上了 OMR 反应堆的 61 根释热元件. 其中两根的結构比以前的較为简单，另外一根是同心圓柱筒的組合件. 在作这些試驗时反应堆进口处的載热剂溫度为 315℃，元件壁的最高溫度为 425℃. 1959 年 8 月間曾停堆来研究工作释热元件的传热面.

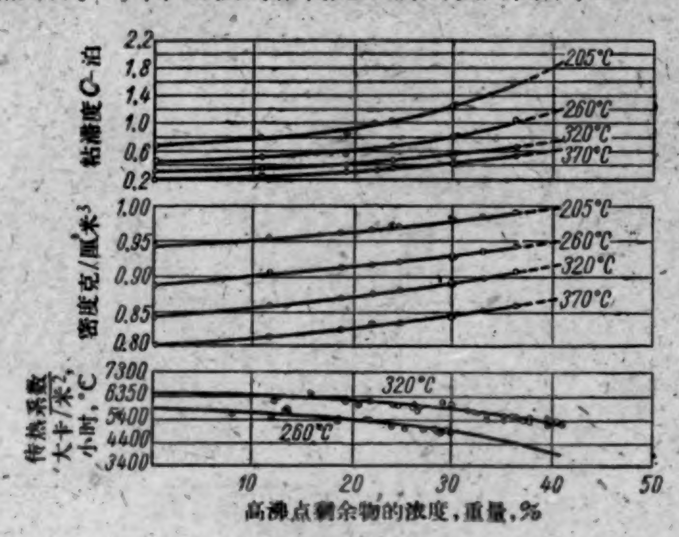


图 1 传热系数(密度和粘滞度)与高沸点剩余物的溫度和含量的关系(所有数据是在載热剂速度为 4.45 米/秒下得出的).

反应堆的运轉說明:当反应堆以很高功率运行，溫度达 370℃ 时反应堆內載热剂的高溫分解只占总分解的小部分. (載热剂成份是:联二苯 16%;原联三苯46.1%;甲基联三苯 31.8%;副联三苯 6.1%). 在高沸点残余物的浓度超过 30% 时，可观察到載热剂的传热系数显著下降. 載热剂的热物理性能的变化与高沸点聚合物浓度的关系示于图 1. 經过多联苯的耐輻照性的研究曾得到图 2 中的一些数据.

曾确定，減速剂所吸收的能量約有 28% 来自快中子，72%来自 γ 射綫. 反应堆的运行表明，在大型的动力堆中，在释放到減速剂的能量为反应堆功率的 4% 及載热剂中高沸点聚合物的浓度在 30% 的情况下，載热剂的分解速度为 12.2 公斤/兆瓦·天(以生产的热能計). 假定反应堆的效率为 27% 和載热剂的价格約为 35.5 (美)分/公斤，可以推算出

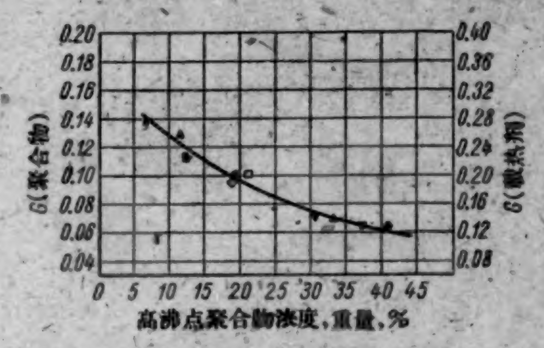


图 2 分解速度随高沸点聚合物浓度的下降曲綫图

載热剂补給的价格为 0.07 (美)分/瓩·小时 (以生产电能計)[3].

所試驗的 OMR 反应堆的两种释热元件中[4]，一种由加浓度为 4% 的鈾与含 3.5% 重量的鉬及含

0.5% 重量的硅合金制成，用来研究传热．另一种由加浓度为 8% 的鈾与含 3.5% 重量的鉬的合金制成，用来研究在輻照下燃料的强度．

两种元件都用鋁作包壳．含 8% 加浓鈾的释热元件进口处由于对載热剂流通截面的堵塞引起包壳的局部熔融，因而使裂变产物沾污了載热剂．

堵塞有效通过截面的物质主要是管道的氧化皮和金属屑．但是在这些释热元件从反应堆取出以前，每吨燃料已生产了 2500 兆瓦·天热能．对这些元件进行冶金方面的研究証明，它們的情况都很良好．

在 OMRE反应堆运行过程中，曾詳細的研究了三根释热元件的表面状态．其中两根(第一次裝載)的表面最高溫度为 400℃．

这些释热元件是在反应堆分別地生产了 549 和 958 兆瓦·天热能以后取出来的．并且在反应堆生产 549 兆瓦·天热能之前，載热剂內高沸点聚合物的浓度介于 12—36% 之間(約有 50% 的时間，反应堆是在聚合物的低浓度情况下运行的)，在反应堆生产 958 兆瓦·天热能以前介于8—41%之間(在此时期內，反应堆基本上在聚合物最高浓度的情况下运行)．

第一个元件已均勻地被复盖了黑色薄膜，这层薄膜最初很容易清除，但以后在热室內进行研究时，变得坚固而且很难清除．

薄膜的最大厚度为 0.01 毫米．在第二个元件上薄膜似乎不是均勻的，十分松軟，厚度在 0.075 到 0.15 毫米之間．分析結果表明，这种薄膜的成分主要是异丙二联苯，鉄，少量的无机物和碳，同时也含有很少量的高沸点聚合物．

如果这些沉积物的厚度在反应堆的运行过程中不断增加的話，則沉积物的形成(虽然它們在此情况下并不影响传热)可能以后会成为問題．目前認为，在释热元件表面所形成的沉积物是由于載热剂內存在杂質所致．但这种沉积物在用来研究异丙二联苯时，在释热元件的运輸过程中生成是完全可能的．

各种金属(碳素鋼 1020，不銹鋼 304 和 410，鉄基合金 AISI 4130，鋁，鎂)的腐蝕研究表明，除鎂以外，所有金属都具有良好的耐腐性能．

載热剂的放射性研究表明，載热剂的放射性主要取决于載热剂中是否存在以下元素：Mn^{56}，Mn^{54}，Fe^{59}，Co^{60}，Se^{75}，S^{35}，P^{32}．載热剂放射性的大小是这样的：在反应堆功率为 1 万瓩时，靠近 254 毫米直径管子处的輻射水平为 10 毫伦/小时．

載热剂中的杂質可以从聚合物的載热剂的淨化系統中或用过滤器加以清除．当释热元件包壳的气密性被破坏时(由于載热剂与鈾的微弱的相互作用)，在載热剂中就会混入气态裂变产物．因此，当元件包壳破坏时迴路的放射性增为 1000 居里，但經过48小时后載热剂系統的放射性又恢复到原来值．仅因遺下 I^{131} 和 La^{140} 而略能覺察．

在反应堆工作过程中，所有第一迴路的設备运行都很正常，对其維护沒有什么困难．

由 OMR 反应堆所产生的电能价格在很大程度上取决于减速剂的价格和其輻射分解的速度．

暂时尙无肯定結論：分解速度究竟仅与所吸收能量値有关呢？还是与輻照的种类有关？美国和英国的学者关于这个問題的意見是有分歧的．

英国学者在 BEPO 反应堆的环路(小迴路)及其它地方所进行的研究表明，多联苯的分解速度与射綫种类有非常密切的关系．其解释是：一种輻射通量并不影响 G[1)]値，而影响 G 値的只是輻照积分剂量．在混合輻射流的照射下 G 値由 $G_{全}=\Sigma_i f_i G_i$ 推算．式中 f_i–物質靠該种射綫照射所吸收的能量分数；G_i–只有在該种射綫照射下物質的 G 値．

至于 G 値是有机液体仅受电子照射或是 γ 照射，英国和美国的数据則非常接近．

根据 γ 量子的已知 G 値，并已知在 BEPO 反应堆由 γ 量子照射有机液体所吸收的能量和由中子照射所吸收的能量之間的精确关系，就能求出有机液体在中子照射下的 G_n 値．数据如图 3 所示[5]．

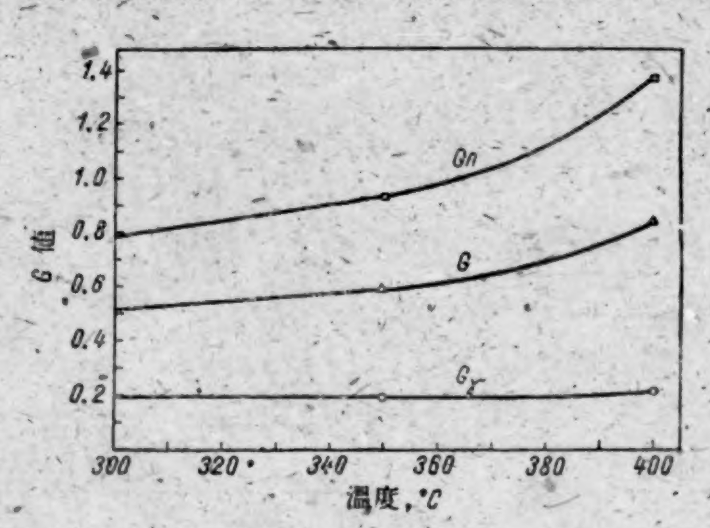


图 3　Сантовакс 載热剂 R 分解的开始值 G

要精确地确定溫度对有机液体在輻射作用下分解速度的影响是困难的．这因为在輻射时很难保持常溫．但分解速度(例如，Сантовакс)随溫度的上升(高于 400℃)而迅速增长．

1) 吸收能量为 100 电子伏时分解的分子数．

有机液体的分解速度随高沸点聚合物的浓度而显著下降。在此种情况下的 G 值可非常准确地用方程 $G=G_0C_H^2$ 求得。式中 G_0 — 沒有生成聚合物时的有机液体之值；G_H — 有机液体未分解成混合物的部分。

对未被照射的带有高沸点聚合物的有机液体混合物已发現：在高沸点聚合物浓度約为 50% 时觉察不到有机液体的分解。在这种情况下，高沸点聚合物的浓度 C_{HB}（用%表示）可按下式求出：

$$C_{HB}=100aR/1+aR$$

式中：R — 吸收能量值，用瓦/克表示；

a — 与 G 值成正比的常数。

将有机液体在电子和 γ 射綫（$G_r=0.08$）輻射下所得的 G 值与在 OMRE 反应堆（$G_R=0.15$），MTR 的环路（$G_R=0.11$）和 BEPO 所得的 G 値相比較，能預料到中子照射下的 G 值大于 γ 量子照射下的値。但是将在反应堆 MTR 中（由快中子慢化在有机液体中所放出的能量約占总吸收能量的 12%）照射所得到的 G 值与在 OMRE 反应堆（由快中子慢化在有机液体中所放出的能量占总吸收能量的 28%）中照射所得到之 G 値相比較，并沒有証实这一点。

在应用有机液体在反应堆中进行輻照情况下所得到的 G_R 值同时，一面采用有机液体受电子和 γ 量子照射所得的 G_r 値等于 0.08，并已知靠电子和 γ 量子輻照的有机液体所吸收的能量百分比时，便可求出仅在中子照射下的 G_n 值。用这种方法求出的反应堆 OMRE 載热剂在高沸点聚合物为 30% 时的 G_n 値等于 0.33。BEPO 反应堆在 30% 高沸点聚合物时 $G_n=0.5$。但是这些数字是値得怀疑的，因为很难确信，在有机液体受中子和 γ 射綫混合照射的情况下 G_r 值是保持不变的。此外，OMRE 和 MTR 反应堆的 G_R 值（分别为 0.15 和 0.11）表明：輻射分解可能与慢化中子的能譜有关。

上述各种数据是指載热剂溫度为 315° 而言的。多联苯高溫分解的速度如图 4 所示。

对 Сантовакс R 溫度从 350 升高到 400℃ 在 30% 的高沸点聚合物浓度下 G_r 值从 0.080 增加到 0.086。在 OMRE 反应堆輻照下的 $G_{气体}$ 值（它标志着三联苯在电子輻照下吸收能量 100 电子伏时形成的气体分子）为 0.01—0.02；在 BEPO 反应堆輻照下的値达到 0.07—0.08。

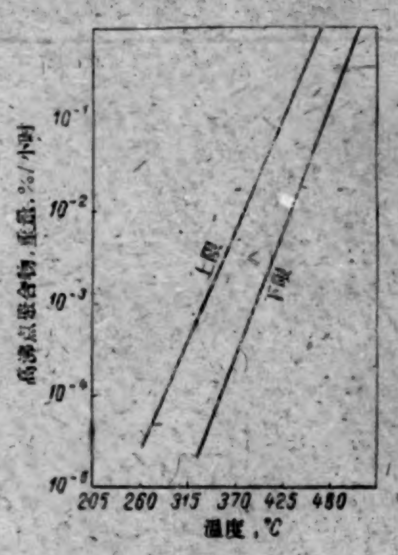


图 4 多联苯的高溫分解

各种附加物对三联苯分解影响的研究表明：加上 2—4% 的苯并芘能使 $G_{气体}$ 和 G_R 值約降低 50%。此外，还找出了九种其它芳香的阻化剂。附加 5% 的硫蒽稀能降低輻照分解速度 20—30%。但是附加物会引起載热剂物理性能的改变，可能会影响到活化程度，所以还决定采用附加物的經济效果。

参 考 文 献

[1] K. Campbell: *Nucl. Engng*, 5, No. 45, 53 (1960).
[2] *Nucl. Engng*, 5, No. 45, 58 (1960).
[3] J. Scrivins: *Nucl. Engng*, 5, No. 45, 61 (1960).
[4] O. Wyatt: *Nucl. Engng*, 5, No. 45, 64 (1960).
[5] *Nucl. Engng*, 5, No. 45, 59 (1960).

資本主义国家鈹的生产概况

近年来，鈹的重要意义越来越大了。1957年前，加工鈹精矿主要是为了制备銅鈹合金。从 1957 年起，就开始大量地生产金属鈹。这种金属主要用在原子能工业、飞机制造工业、火箭制造工业和造船工业中[1]。目前約有50家公司在研究鈹的性能，以便扩大它在各个技术部門中的应用[1]。

1957 年至 1959 年間，外国鈹精矿的产量平均年产 1 万吨左右（以含10%氧化鈹的精矿計）[2]。鈹精矿的主要生产者是阿根廷、巴西、刚果和莫三鼻給[3]。

美国鈹精矿的产量每年共約500吨左右。大約有200家公司在开采鈹，鈹主要是和其它矿产，如瑩石、長石和鋰輝石等同时开采的[1,3]。

由于美国缺乏富的鈹矿床，所以都采用浮选法为主，大力开展貧鈹原料的选矿工作。为了精选貧鈹矿石，在科罗拉多州建造了几座浮选工厂[3,4]。国产鈹精矿的价格高于进口的鈹精矿的价格（国产的每短吨529美元，进口的每短吨357美元）[5]。

美国正在进行鈹精矿的加工工作，英国和法国也在进行小規模的加工。近年来，美国的精矿加工量大大增長。1956年加工了4400吨精矿，1957年为5000吨[6]，1958年为6200吨，而1959年据初步估計約为7250吨[3]。

由于对鈹的需要日益增長，美国正在改建現有生产这种金属的工厂和兴建新的工厂。例如"鈹公司"就給它的哈尔斯頓的一家工厂添置了一批生产率很高的新設备(真空热压机)[7]。"矿产冶煉公司"正在科罗拉多州建造一座制备氫氧化鈹的鈹精矿加工厂[8]。"白拉什鈹公司"正在旧金山附近的海瓦尔特建造一座新的工厂。建造一座工厂估計需要50万左右美元[2]。1957年，这些公司已經建成了二座生产核子純的鈹工厂。每座工厂的生产能力每年为45吨。这些工厂是根据与美国原子能委員会簽訂的合同建造的（合同規定五年內每年供給90吨鈹，每公斤鈹的价格約100美元）。但是在1958年，美国原子能委員会改变了合同的条件：供鈹量減到每年34吨，供应期限由五年縮短为四年。实际上，1958年美国核子純的鈹产量是21吨。縮減了对美国原子能委員会鈹的供应量后，滿足了航空工业和海軍对于这种金属的需要[1]。此外，鈹还用于其它国家內所建造的新的原子核反应堆上。例如"白拉什鈹公司"已簽訂了一項合同，提供价值为120万美元的鈹制品供比利时新的BR－2型原子核反应堆用[9]。

英国每年約需100吨左右的鈹精矿[1]。在米尔弗尔特-哈凡納的一座工厂和附属"帝国冶炼公司"的一个实驗装置上已經能小規模地生产鈹了。由于鈹可用来制造反应堆的某些部件，以及可作为气冷堆和其它堆的释热元件的外壳之用，因而在1959年建造了一座年产量7—10吨金属鈹制品的工厂，并且已經投入生产。建造一座工厂估計需要1百万英鎊[10]。

在英国的埃文馬烏特，英美合資的"康蘊利台旦制鈹股份有限公司"正在建造一座生产核子純的金属鈹和銅鈹合金工厂。按照生产能力，估計它将是世界上最大的工厂之一[11]。

法国也在小規模地生产鈹及其化合物[6]。

印度正在建造一座年产15吨氧化鈹、氧化鈹制品和金属鈹的工厂[12,13]。

由此可見，近年来，为了制备金属鈹，鈹精矿的加工量正在逐漸增加，同时鈹的应用范围也在不断地扩大。

拉宁(А. Ланин)，阿列弗耶夫(Г. Арефьев)

参考文献

[1] *Metall*, No. 12, 1167 (1959).
[2] *Mining J.*, **253**, No. 6485, 578 (1959).
[3] *Mining World*, **21**, No. 5, 67 (1959).
[4] *Mining J.*, **253**, No. 6473, 237 (1959).
[5] *Mining J.*, **251**, No. 6411, 18 (1958).
[6] *Mining World*, **20**, No. 5, 72 (1958).
[7] *Mining J.*, **253**, No. 6470, 169 (1959).
[8] *Mining J.*, **250**, 6408, 695 (1958).
[9] *Chem. Age*, **80**, No. 2038, 195 (1958).
[10] *Mining J.*, **253**, No. 6487, 638 (1959).
[11] *Mining J.*, **253**, No. 6464, 35 (1959).
[12] *Mining J.*, Annual Rev., May, 51 (1959).
[13] *Mining J.*, **250**, No. 6393, 237 (1958).

色散关系理論会議

色散关系理論会議于1960年5月，在联合原子核研究所举行。参加这次会議的約有70个理論物理学家，其中包括保加利亚、匈牙利、越南、中国、德意志民主共和国、波兰、罗馬尼亚及捷克斯洛伐克等各国的科学家。会議是在鮑柯留博夫（Н. Н. Боголюбов）主持下开幕的。

会議上宣讀了近廿篇論文，其中分为两大类：1）色散关系的証明及散射振幅一般分析性質的研究；2)运用色散关系来获得描写强相互作用和蛻变过程的近似方程。

与会者以极大的兴趣听取了洛古諾夫（А. А. Логунов）、塔符海里玆(А. Н. Тавхелидзе)、托杜罗

夫(И. Тодоров)、契尔尼柯夫(Н.А. Черников)的报告.报告中都发展了芬曼图形的多数选取(Мажорирование)法，从而利用微扰原理可以詳細地研究振幅的分析性能. 同时还听取了米謝里亚柯夫(В. А. Мещеряков)、叶甫里莫夫(А. В. Ефремов)、西罗柯夫(Д. В. Широков)以及朱洪元等关于利用二元色散关系对介子核子的散射分波取得近似方程可能性的报告.

另外,捷尔-馬基洛楊(К. А. Тер-Мартиросян)的报告中，还介紹了用具体模型的实例来研究利用二元色散关系获得的近似方程.

在別利斯切茨基(И. Я. Берестецкий)、波米然丘克(И. Я. Померанчук)以及格里博夫(В. Н. Грибов)所作的研究过程振幅增長程度随能量而增加的报告中,已得出一些有意义的結果.

弗拉季米洛夫(В. С. Владимиров)在研究换位子的一般性能时,发展了这种方法,利用此法有可能获得达松(Дайсон)型的积分表. 另外,此法在微分方程理論中是完全有效的.

有許多报告是专門針对用重色散理論来获得近似方程(描述有不稳定粒子参加的过程).

布洛欣采夫(Д. И. Блохинцев)在会議总結时指出,与会者指出了色散关系理論上的重大意义,也介紹了很多有价値的研究工作，它解决了色散理論中一些具体問題. 但是布洛欣采夫同时也指出,把色散关系作为理論的基础来看待的話显然还沒有达到重要的进展，因此要求今后对一些原則性的困难还要进行不断地克服.

彼留柯夫 (В. Бирюков)

簡 訊

澳大利亚 原子能委員会向美国訂购了一个教学用的 UTR-10 反应堆，以供留卡斯海特(Люкас-Хайт)原子能研究中心站用.

澳大利亚 旦格諾戈(Дангеног)的放射性强度为 15 万居里的鈷源羊毛消毒装置已投入生产. 今后打算把这一装置的放射性强度提高为 50 万居里. 此装置还将应用到制药和其它工业部門.

奥地利 国际原子能事业局正在审查关于在开罗建立一个为阿拉伯国家生产放射性同位素的区域中心的提議. 在国际原子能事业局代表团到达現場并提出自己的意見后方可作出最后的决定.

比利时 根特(Гент)大学正計划在 1960 年到 1961 年間建造一个热功率为 15 瓩教学用的游泳池式反应堆.

巴西 已拨款 10 亿克罗才罗作为进一步发展国立原子能委員会的活动金. 这批款項将用于培养原子能专家，扩大原子能原料的勘探以及一些有关原子能方面的工业建設. 同时还报导了圣保罗大学的科学家們已成功地研究出从矿中提炼純鈾的方法. 这些方法比現在美国和英国采用的方法更为先进. 目前特別重視建造本国自建的反应堆.

英国 据考克洛夫脫报导，在卡德尔豪尔所有反应堆的热功率已从 18 万瓩提高到 20 万瓩，而电功率也从 3.5—4 万瓩提高到 4.6 万瓩. 功率的提高是由于使反应堆中的能量释出匀衡化所致. 至 1959 年中約有九万个释热元件已使用过了. 释热元件在反应堆中受照射的最大时間約为 19 个月,而最大燃耗深度是 1300 兆瓦·日/吨鈾. 总共只发現了 27 个有破損的释热元件,大部分破損的释热元件是在反应堆底部受热不强的区域内发現的. 損坏的原因是由于鈾脹大以及在适当温度下鎂合金的塑性不足以至在鎂合金外壳中产生了应力. 目前在卡德尔-豪尔和恰伯尔-克洛斯的反应堆正在試用改良的释热元件. 这些释热元件是准备用于正在建造的原子能发电站上.

英国 据下議院所公布的材料說，現在英国原子能管理局拥有 4233 名科技人員，原子能管理局工作人員的总数在 1959 年 4 月初为 35260 人,而在 1958 年 4 月初只有 30341 人.

英国 农业委員会放射性实驗室的第二次报告中指出,全国 12 个月来(到 1959 年 6 月底),在牛奶中鍶^{90}的含量比前 12 个月来(到 1958 年 12 月底)鍶^{90}的含量增加 40%. 但是 1959 年 6 月份的資料表明,鍶^{90}的含量已开始有些下降.

丹麦 美国在格陵兰北部科学研究站安装一个由"阿尔格产品"公司出产的，可移动的动力 PM-2A 反应堆的計划得到了好評. 預計能生产 1560 瓩电量的原子发电站将在美国建造.

印度 据巴巴宣称，孟买反应堆将用来生产放射性同位素.

印度 在比哈尔邦已开始开采鈾矿．在矿山附近准备建造一个鈾矿加工装置．

西班牙 1960年2月在安杜哈尔（安达魯齐亚省）的国內第一个加工鈾矿和生产金属鈾的工厂已投入生产．这个工厂每年将提炼卡尔零和圣瑪利亚台拉卡別斯矿区所开采的六万噸鈾矿，每年可生产金属鈾55噸，矿石中鈾的平均品位为0.1%．

荷兰 为別基（Петтин）研究中心向英国訂购了教学用的反应堆．“杰逊”（“阿貢”型反应堆）．反应堆称作LFR堆，其功率为10瓩，LFR反应堆拟于1960年8月开动．

美国 据原子能委員会宣称，在原子能委員会所属的各种实验室大約有4万名专家在进行工作，委員会的年度預算大約为七亿美元，不包括研究核武器的开支在內．

美国 通过了关于建造有机載热剂和減速剂反应堆的决議．这种有机反应堆是OMR反应堆的进一步的发展形式，其电功率为7.5万瓩．如果在三个月內沒有一个公司提出建立反应堆的申請，則原子能委員会将自己建設．原子能委員会还打算在艾达荷福尔斯試驗站上建造一个有机載热剂和減速剂实驗性EOCR反应堆．該反应堆用来研究最經济的反应堆型式．在热功率为二万瓩到四万瓩間变化的EOCR反应堆中，将进行各种有机載热剂、減速剂和释热元件的研究．反应堆功率的可变性能模拟对建造带有机反应堆的原子能发电站所制定的各种工况．

美国 1960年3月底在橡树岭开动了一个功率为5000瓩的游泳池式非均匀反应堆（Тауер-Шиллинг-11）．这个反应堆的減速剂和載热剂是普通水．

美国 “馬丁”公司正在試驗一个可移动的PM-1反应堆．此反应堆电功率預計为1000瓩，并将供給建筑物采暖用的热量10.76×10^6仟卡/小时．反应堆的管状释热元件中含有金属陶瓷燃料（分散在不銹鋼中二氧化鈾（加浓鈾））．在反应堆活性区內要用732个释热元件．

法国 1960年底在鲍尔（Борл）附近，开始建設原子能发电站，在发电站上打算采用重水作減速剂的反应堆．用二氧化碳作为載热剂，天然鈾作为燃料．該发电站功率預計为八万瓩．

法国 在馬庫尔的試驗性动力G-2反应堆又重新投入运行了．运行中断的原因是由于一部分堆壳的温度比容許温度超过50°．冷却系統的改装工作要求在混凝土防护层內工作約1000小时，同时也更换了G-3反应堆的冷却系統．

新 書 介 紹

最 新 文 献

書籍和文集

关于离子交换吸附方面書籍的簡評 最近在文献中出现了大量的关于离子交换方面的书籍，一般来說书中包括有关于离子交换剂理論和离子交换剂在鈾的制造工艺-放射化学和原子能生产中的应用的极宝貴資料。在我們看来，这些书籍中最引人注意的是下列几本：

1．离子交换及其应用 論文集 編輯契穆托夫（К. В. Чмутов）．莫斯科，苏联科学院出版社，1959年．

2．离子交换工艺学 論文集 編輯納霍达（Находа）和舒伯尔特（Шуберт）．譯自英文，冶金出版社，1959年．

3．庫宁（Р. Кунин）著，离子交换树脂 二版，1958年．

除这些书外，还要介紹一下沙里曼（Сальман）和蓋列（Гале）著的"实驗室实践中的离子交换"一书（伦敦，1959年）和克契涅尔（Кичнер）著的"离子交换树脂"一书（紐約，1957年）．

"离子交换及其应用"一书的"离子交换树脂"这一章是由特洛斯江斯卡娅（Тростянская Е. Б.）編写的，其中列出了离子交换剂的分类，闡述了对离子交换剂的一般要求，討論了离子交换剂使用前的准备条件，并敘述了試驗离子交换剂的主要方法．对比了苏联生产的离子交换剂和美国生产的某几种离子交换剂样品的主要特性．所闡述的离子交换剂中較引人注意的是丙烯酸、甲基丙烯酸和乙二醇二甲基丙烯酸的共聚物和以聚乙烯醇及丙烯腈为基底的羧树脂．在硒酸对苯乙烯和对二乙烯基苯的共聚物的作用下能获得硒酸阳离子交换剂．

聚乙烯和石炭酸衍生物的共聚物或苯乙烯和对二乙烯苯基的共聚物磷酸化而获得的磷酸阳离子交换剂在吸附一系列放射性元素及碎片元素中的意义較大．在羥基苯胂酸和甲醛多液聚的作用下能得到一种离子交换基为砷酸基的阳离子交换剂．

可能引起人們相当大兴趣的共聚物是在順丁烯二酐和以二乙烯基苯为基底的共聚物．由于随后共聚物发生硫化而得到含三硫代碳酸盐基的阳离子交换剂．应該强調指出，处在压力下的吡啶或其他胺化剂作用下得到的以聚氯乙烯为基底的阴离子交换剂有很大的发展前途．

对放射化学来說极其宝貴的特里龙 A和Б 衍生物型絡合离子交换剂是一組特殊的离子交换剂．

在謝尼亚文（М. М. Сенявин）編写的"离子交换和离子交换色层分离理論要素"这一章中，对静力学、动力学和吸附动力学現在的一些看法作了批判性的分析，并从这个观点出发，闡述了不同离子交换剂的实驗数据，分析了三种把离子交换的机理解释成膜平衡、互（置）换多相化学反应和渗透过程的基本观点．对于离子交换色层分离法闡述了决定分离过程效率的重要准数．指出了分离系数与离子交换剂及絡合物特性的关系．为了积累起資料以便建立合理的分离方法，提出要測定交换常数和离子的扩散系数．闡述了色层分离的內外扩散区的区分准則．

在同样是謝尼亚文編写的专門闡述分析化学和无机物制造工艺中的离子交换色层分离法的那一章里，对国內外就門捷列夫元素周期系上各組元素作过的研究工作进行了极其完整的簡評．对离子交换色层分离法作这样的分类还是第一次，所以它就成为反映現实的宝貴参考資料，很詳細地闡述了碱元素、碱土元素和稀土元素的各种分离法．列举出吸附鈾、钍和其他放射性元素的宝貴資料．

在"离子交换剂膜"这一章中簡短地闡述了最重要的离子交换剂膜的物理、化学特性和物理力学特性，及其制造方法和应用范围．对各种海水去盐法进行了比較，并指出，在电能的价值不高昂的条件下，离子交换剂膜电渗析法是最經济的．

"离子交换工艺"一书介紹了美国能采用离子交换剂的各工业部門离子交换工艺的发展状况．但是在許多情况下作者列举的是最一般的資料，并且沒对离子交换工艺在美国工业中应用的实际情况作較深入的分析．

有很大意义的是用离子交换剂混合剂进行消电离作用的数据．这种消电离作用的方法同普通消电

离作用的方法相比能保証較高的电解液提純度．采用这个方法去排除放射性元素保証能得到很好的效果．作者极为重視地敍述了采用离子交换剂膜的电化学过程．給出了采用离子膜的电解质过程的理論基础，并闡述了膜的电化学特性（如导电系数、膜势、选择性等）．

描述了离子交换树脂电解再生的新的有趣的过程．但应指出：作者未能对这一过程的机理做一个令人信服的解释．还列举出了用来分离离子混合物的多室电渗析器的系統图．按作者的意見，这一过程将来要在分离物理特性和化学特性极相近的离子混合体（如同位素）时得到应用．已經确定，D_2O 在水中部分的浓縮可能由于通过涅普頓 CP-51（Нептон CP-51）型膜的电渗現象而引起的．在装有一个膜的小电解槽中用氯化鋰、鈹和硫酸水溶液所做的試驗中分离因数不大于 1.07．

在斯匹丁格（Ф. Спеддинг）和鮑烏尔（Д. Пауэл）編写的"高純度稀土元素离子交换法定量离析"这一章中闡述了稀土元素的应用远景，并在理論上論証了稀土的离子交换分离过程．敍述了实驗装置的实际工作情况．

这本书中較重要的是闡述离子交换工艺在水法冶金学、在放射性同位素的精制和放射性废物的处理方面应用的那几章．离子交换剂在水軟化和消电离作用后在工业方面应用得最为广泛的方面是把它們应用到鈾水法冶金学中．美国、加拿大、南非联邦和其他国家的工厂正广泛地用离子交换工艺从溶液和矿浆中提取鈾．他們采用季銨碱型离子交换剂［滤砂 SK，SKB，安柏尔利特 1RA-400（АМБЕРЛИТ 1RA-400）或达烏艾克斯-1（ДАУЭКС-1）］作吸附剂．

为了要探討离子交换剂在放射化学中以及在淨化生产分裂物质时产生的废水方面的应用問題，曾研究了强放射性对离子交换剂物理及化学稳定性的影响．有許多作者指出：在强放射性长期作用下，离子交换剂会部分地被破坏，因而吸附容量便显著地下降．所列举的有关分离核裂变产物用的連續离子交换装置的数据极为簡单．也許是离子交换剂連續生产过程只是在最近在美国的工业中才开始采用的緣故．离子交换工艺极为重要的一个方面是放射性废物（鉋，鍶，釕，鋯等）的排除問題．曾确定：在吸收放射性元素时树脂的容量取决于盐溶液的成分．例如在蒸餾水中吸附放射性鉋时阳离子交换剂納尔齐特 HCR（нальцит HCR）的容量实际上是无限大的，1毫升离子交换剂 HCR 能吸收 2.07 居里鉋．

闡述了阴离子交换剂在排除放射性碘，釕，碲，鉬和鋯方面的应用．

1958 年出版的庫宁著的"离子交换树脂"一书是 1950 年在紐約出版的庫宁和迈耶尔斯（Р. Майерс）合著书的再版．闡明离子交换机理理論、阳阴离子交换树脂特性的头几章新补充了一些关于离子交换剂的亲和性和选择性的数据．同时闡述了离子交换剂的性质与二乙烯基苯含量的关系．对現代不同的交换理論［格列葛尔（Грегор），格留卡烏弗（Глюкауф），索尔丹諾（Солдано）等人的理論］作了比較．"离子交换树脂的合成"这一章的篇幅大大地扩充了．在这一章中列举了相当完整的美国和世界各国所出版的离子交换树脂一覽表．簡要地敍述了制取离子交换膜的主要原理．在新的吸附剂中值得人們非常注意的是以 диалилалилфосфонат 为基底所制取的共聚物和 алилфосфонат 聚合物，它們含有能选择地吸收硝酸溶液中的鈾的酸基．含有二元酮基的树脂能选择地吸收銅．

在第六至第九章中（內容是闡明离子交换在使水軟化和消电离作用中的应用），基本上与初版中所談到的問題相同．

在第十章內第一次对离子交换剂在水法冶金学中的应用作了敍述．敍述了从溶液和矿浆中提取鈾的方法的发展过程．詳細的描述了处理含金鈾矿的吸附法．

按所举的流程，首先进行金的氰化物浸提，而矿泥則送去作鈾的硫酸浸提．用阴离子交换剂从氰化物溶液中提取金时也提取鎳、銀、鉄、銅和鋅．在用稀盐酸与氰化鈉解吸时会除掉鎳、鉄、銅和鋅，此后再用甲醇盐酸溶液解吸金和銀．盐酸溶液中的鈾被阴离子交换剂吸附，然后又被硝酸銨和硫酸的混合剂所解吸．

第十章闡述的是选择膜及其应用．列举了安姆别尔普列克斯 C-I 和 A-I（Амберплекс）型膜的电化学特性．离子交换膜电解水中用得最广泛．指出，在其他应用方面，可用于还原和沉积鈾以及除害处理放射性溶液．

离子交换剂在分析化学中得到广泛应用．第十三章专門論述了这个問題．在这章中列举了有关离子交换剂在浓縮、离子交换色层分离、測定电解液的总浓度、測定平衡常数和活化系数等方面应用的数据．

第十四章闡述了离子交换剂最主要的应用范围．离子交换剂在原子工业中用来去除冷却反应堆及其相应装置的冷却水中的 β 和 γ 放射性和研究裂变产物方面的应用是很重要的．

第十五章詳尽地敍述了研究各种离子交换剂的

物理和化学稳定性的各种不同方法。

第十六章討論了与应用离子交换树脂有关的經济問題。

沙里曼和盖列合著的"实驗室实践中的离子交换"一书中有一些人所共知的离子交换树脂的数据，对刚开始掌握这一領域工作的工程师和技术員来說这本书是有意义的。书中引用了大量实际操作例子，使讀者有可能很快地掌握实驗室工作中的实际操作。

基契涅尔著的"离子交换树脂"一书以提綱形式敍述了离子交換理論和实践的基本問題。这里列举了根据以前发表过的已知文章整理出的稀土和超鈾元素(錒系元素)的色层分离数据。

闡明进一步发展离子交换过程，其中包括制取高选择性的离子交换剂的这一章也有一定的意义。为了选择地吸收銅和亚鉄，建議采用間苯二甘氨酸和构成 Хелатный 基的其他的胺基酸为基底的离子交换剂。含有异羥肟酸基的树脂对絡合物形成的趋向性較高。

拉斯柯林（Б. Ласкорин）

第一个原子发电站的建造和运轉經驗　烏沙可夫（Ушаков Г. Н.）著　莫斯科—列宁格勒，国家动力出版社，1959，223頁，8卢布40戈比。

这本书共包括三章。第一章詳細地描述了世界上第一个原子能电站，討論了鈾石墨反应堆和堆的各系統的結构，描述了电站第一迴路第二迴路，一系列低压輔助迴路，电站工艺检查和剂量检查的系統以及电站的排水、通风系統和运輸工艺設备及供电系統。闡明了有可能对能可靠防护放射性輻射的反应堆和器械进行实驗。

第二章闡述了原子能电站的建造和安装上的問題。对安装工程的质量及清洁度提出了极高的要求，特别注意了焊接和对焊接质量进行检查的問題。說明了保証各系統及設备正确安装的組織措施，安装好的部件的中間試驗和拟訂安装电站的技术資料。闡述了装置的綜合試驗，其中包括堆的物理启动和最終启动所必要的电站在不同工况下运行时的試运轉。

第三章敍述了电站五年来的运行經驗。討論了发电站在固定工况和过渡工况下的运行情况。詳尽地描述了反应堆的功率从零到額定功率的提高过程和提高电站功率之前各系統上的准备工作及启动。对不同的检查系統——工艺管道的工况、工作介质的放射性、电站热工部分的工作情况及剂量检查等检查系統的工作情况都作了分析。列举了反应堆的反应性随其功率及运轉期限而变化的实驗数据。闡述了反应堆的事故停堆和計划規定的检修停堆以及工作管道的重新装載（这样做能延长管道的使用期限和大大地增加核燃料的燃耗度）。

这本书还闡明了許多虽然是較細小的但对原子能电站操作人員来說是极有意义的問題。这本书有許多曲綫图、示意图和各种不同图表，因此可以說它不仅对从事动力工程的专家有裨益，而且对动力学院和动力系的大学生亦有裨益。

粒子多次散射导論　涅力巴（Нелипа Н. В.）著　莫斯科　原子能出版社 1960，160頁 5卢布10戈比。

这本书說明了γ量子、电子和中子通过物质多次散射的問題。对不同源上述各粒子多次散射問題的各种不同解决方法作了詳細的介紹。用許多具体的数字計算例子說明了一般的解决法。将理論計算与相应的实驗数据的結果作了比較。这本书还刊登了积累因子，光子能譜和其他等图表。

这本书供关心粒子多次散射問題的物理工作者和工程师閱讀，也可以用它来做教科书。

戈霍別尔格（Гохберг Б. М.）和楊柯夫（Яньков Г. Б.）著 **"带电粒子靜电加速器"**　莫斯科原子能出版社　1960　52頁　1卢布50戈比。

在这本小册子中描述了带电粒子加速器，采用靜电发生器作为高压源。

簡短地描述了各种靜电发生器并闡述了它們的作用原理。把主要的注意力放在采用压縮气体的带状发生器的現代加速器上。分析了測定能量和加速离子束稳定性的元件工况。

Kašpar J. **Nerosty Radioaktivnich Prvků Jejich Vznik a Vývoj**（放射性元素矿物及其始源）. Praha, Statui Nakladatelstvi Technické Literatury, 1959, 155 Str.

这本书是捷克斯洛伐克出版的第一个关于放射性元素矿物学的专題論文。主要的注意力放在放射性元素地球化学特性和敍述矿物学上。

序言部分說明了放射性衰变过程的簡要特性。这本书內列举了鈾、錒、釷和鐳族。然后分别敍述了鈾地球化学和釷地球化学。有两章都涉及了鈾和釷在不同矿石中的含量和它們在稠浆辨别过程及沉降过程中的性能的一般資料。本书以大半本的篇幅来敍述鈾和釷的矿物。在篇幅不大的最后一章中簡要地敍述了瀝青鈾矿的共生和最主要的鈾热水矿床的矿化阶段。列举出了产鈾区的地图和对它們的說明。最后列举了鈾矿石工艺加工的典型流程。

这本书供从事放射性矿石的专家用，也可供大学生、地质、矿物、地球化学和化学等方面的工作者

使用.

Nuclear Reactor Plant Data. Vol. I.—Power Reactors, 128 pp. Vol. II—Research and Test Reactors, 297 pp. New York, McGraw-Hill Book Co., 1959 (原子核反应堆参考书第一册——动力堆，第二册——实驗性和研究性反应堆.)

美国工程师和机械师协会出版了两冊原子核反应堆图集，这些反应堆包括了美国和其他国家一些正在运行、建造和設計的反应堆.

第一冊图集內容是动力反应堆和原子能电站. 第二冊的內容則是研究性和实驗性反应堆. 两图集內有相当完整的图表資料；列出了反应堆和原子能电站的示意图，概視图和較为重要的反应堆結构部件的图样.

在第一冊內举出了美国的二十一个原子动力装置及其他国家十一个装置的数据. 在第二冊內有美国五十四个研究性及实驗性反应堆以及其他国家的四十二个反应堆.

这两本图集是关于外国原子核反应堆方面的有益的参考书.

国外原子技术 №7 (1960)

本期开头一篇文章是維格湼尔（Б. Вигнер）所写. 这篇文章綜述了反应堆建造主要原理的发展情况. 对世界动力資源作了估計并敘述了几种有发展前途的反应堆的主要类型和它們的計算方法. 闡明了将核能直接变为电能的問題.

关于鈾在快中子堆和热中子堆中应用的經济問題，在克拉烏斯（И. Клаусс）的文章中亦有所討論.

（在哈威尔研究出来的）計算石墨气体反应堆防护层用的改进后的推导截面法在斯平尼（Г. Спинни）的文章中有所敍述.

格列依弗斯（Г. Грейвс）的文章专門論述了火箭反应堆的輻射防护問題.

黑赫特（К. Хехт）的文章討論了相当有趣的流体模拟堆氙中毒过程的想法.

格洛特（У. Грот）概述了分离同位素用的气体离心法和气体离心机的結构.

新的萃取磷有机化合物的制取和对其特性的研究，在別帕尔德（Д. Пеппард）的文章中作了敍述.

庫別尔施密特（Я. Купершмидт）写的述評的內容是在反应堆的操纵和防护系統中得到广泛应用的对数放大器的新的綫路.

用热熒光現象作原理制造成的剂量計的結构在舒尔曼（Шульман）先生及其他人的文章中有所描述.

期刊論文[1]

I. ФИЗИКА ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Нейтронная и реакторная физика. Физика горячей плазмы и управляемые термоядерные реакции. Физика ускорения заряженных частиц

Докл. АН СССР, 130, № 6 (1960)

Скуридин Г. А., Станюкович К. П., 1248—1251. Приближенное решение задачи о движении проводящей плазмы.

Докл. АН СССР, 131, № 1 (1960)

Скуридин Г. А., Станюкович К. П., 72—74. Движение проводящей плазмы под действием поршня.

Ж. техн. физ., XXX, вып. 2 (1960)

Кельман В. М. и др., 129—137. Ахроматические магнитные зеркала.

Стрельников П. И., Федоренко А. И., 138—141. Исследование фокусирующих свойств параболоидной магнитной линзы.

Кучай С. А., 142—152. Оптические свойства осесимметричных магнитных полей с центральным источником заряженных частиц.

Ж. техн. физ., XXX, вып. 3 (1960)

Синельников К. Д. и др., 249—255. Движение заряженных частиц в пространственнопериодическом магнитном поле.

Синельников К. Д. и др., 256—260. Исследование магнитной ловушки.

Морозов А. И., Соловьев Л. С., 261—270. Движение частиц в тороидальном гофрированном магнитном поле.

Морозов А. И., Соловьев Л. С., 271—282. Движение частиц в винтовом тороидальном магнитном поле.

Синельников К. Д. и др., 282—288. Исследование ионного циклотронного резонанса в плотной плазме.

Кварцхава И. Ф. и др., 289—296. Опыты по электродинамическому ускорению плазмы.

Кварцхава И. Ф. и др., 297—305. Некоторые магнито-гидродинамические эффекты, наблюдаемые при импульсном сжатии плазмы.

Демирханов Р. А. и др., 306—314. Высокочастотные колебания в ограниченной плазме.

Демирханов Р. А. и др., 315—319. Взаимодей-

---

1) Список иностранных журналов, используемых в разделе «Библиография», опубликован в январском выпуске журнала «Атомная энергия» за 1960 г. Для информации о содержании советских журналов используется «Летопись журнальных статей» Всесоюзной книжной палаты.

ствие пучка заряженных частиц с плазмой.

Кириллов В. Д., 320—329. Потери энергии на излучение в газоразрядной плазме.

Вандакуров Ю. В., 330—337. Об устойчивости тонкого кольцевого плазменного проводника в магнитном поле.

Ж. эксперим. и теор. физ., 38, вып. 2 (1960)

Векслер В. И., 324—334. Распределение по энергиям распыленных и рассеянных ионов при бомбардировке поверхности тантала и молибдена положительными ионами цезия.

Протопопов А. Н. и др., 384—386. Деление Th^{232} нейтронами с энергией 14,9 MeV.

Долгов-Савельев Г. Г. и др., 394—403. Исследование тороидального разряда в сильном магнитном поле.

Беловицкий Г. Е. и др., 404—408. О механизме деления ядер урана под действием $\bar{\mu}$-мезонов.

Грошев Л. В. и др., 588—597. Спектры γ-лучей, возникающих при захвате тепловых нейтронов тяжелыми ядрами. I.

Струтинский В. М. и др., 598—611. Спектры γ-лучей, возникающих при захвате тепловых нейтронов тяжелыми ядрами. II.

Сорокин В. С., Сушкин И. В., 612—620. Устойчивость равновесия подогреваемой снизу проводящей жидкости в магнитном поле.

Гречухин Д. П., 621—630. Циркулярная поляризация γ-квантов, сопровождающих захват медленного нейтрона ядром.

Ж. эксперим. и теор. физ., 38, вып. 3 (1960)

Васильев Ю. А. и др., 670—684. Измерение спектров и среднего числа нейтронов при делении U^{233} и U^{238} нейтронами с энергией 14,3 MeV.

Харченко И. Ф. и др., 685—692. Взаимодействие электронного пучка с плазмой.

Коврижных Л. М., Рухадзе А. А., 850—853. О неустойчивости продольных колебаний электронно-ионной плазмы.

Изв. высш. учебн. заведений. Радиофизика, 2, № 6 (1959)

Железняков В. В., 858—868. О взаимодействии электромагнитных волн в плазме. II.

Наука и жизнь, 27, № 3 (1960)

Лебедев А. Н., 38—39. Новый ускоритель.

Приборы и техника эксперимента, № 1 (1960)

Куценко А. В., 3—16. Схемы совпадений в ядерной физике.

Бабичев А. П., Федоров Н. Д., 16—19. Об ускорении ионов в циклотроне на «субгармонике».

Хабахпашев А. Г., 25—29. Сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов.

Козачина Б. С. и др., 110. Стабилизация напряжения отклоняющей системы циклотрона.

Кирсанов В. М. и др., 111—112. Измерение распределения плотности тока во внешнем пучке циклотрона.

Гуськов Ю. К. и др., 143—144. Изготовление урановых слоев путем испарения в вакууме.

Усп. физ. наук, LXX, вып. 2 (1960)

Гинзбург В. Л., Гуревич А. В., 201—246. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле.

Физ. твердого тела, 2, вып. 3 (1960)

Бонч-Бруевич В. Л., Миронов А. Г., 489—498. К теории электронной плазмы в магнитном поле.

Arkiv Fys., 16, H. 3 (1960)

Larsson K. et al., 199—217. Спектрометр по времени пролета с прерывателем для медленных нейтронов.

Bonnevier B., Lehnert B., 231—236. Движение заряженных частиц во вращающейся плазме.

Canad. J. Phys., 38, No. 2 (1960)

King J. et al., 231—239. Сечение реакции (γ, n) для N^{14}.

Industries Atomiques, IV, № 1—2 (1960)

Levy-Mandel R., 71—75. Синхрофазотрон «Сатурн» в Сакле.

Linhart I., 81—82. Новые исследования в области термоядерного синтеза.

Jaderná Energie, VI, № 3 (1960)

Chochlovsky I. et al., 80—82. Лаборатории для ускорителя Ван-де-Граафа в Институте ядерных исследований Чехословацкой академии наук.

Jaderná Energie, VI, № 4 (1960)

Habanec J., 109. Первый чехословацкий циклотрон.

Drška L., Hejlek R., 116—119. Проект факультета технической и ядерной физики в Праге—Либень.

Nucl. Energy, 14, No. 142 (1960)

112—113. Масс-спектрометр Аргоннской национальной лаборатории.

Nucl. Instrum. and Methods, 6, No. 2 (1960)

Cohen B. et al., 105—125. Ок-риджский релятивистский изохронный циклотрон. Ч. II. Проектирование магнитного поля для изохронного циклотрона.

Ritchie R. et al., 157—163. Сферический конденсатор как спектрометр частиц с высокой разрешающей способностью.

Grivet P., Septier A., 126—156. Магнитные квадрупольные линзы.

Brückmann H., 169—175. Модулятор для боннского фазотрона с ферроэлектрической керамикой.

Kumagai H., 213—216. Проектирование циклотронных магнитов с широкими пределами изменения полей.

Nucl. Instrum. and Methods, 6, No. 3 (1960)

Gordon M., Welton T., 221—233. Окриджский релятивистский циклотрон. Часть III. Исследование движения ионов в циклотроне.

Bassel R., Bender R., 234—237. Окриджский релятивистский циклотрон. Дополнение. Некоторые последние результаты изучения движения ионов.

Wagner C. et al., 238—242. Техника химических исследований, проводимых на электронном ускорителе Ван-де-Граафа.

Nucl. Instrum. and Methods, 6, No. 4 (1960)

Ballini R., Shafroth S., 331—336. Детектирование нейтронов с малой энергией кристаллом NaJ(Tl) в спектрометре по времени пролета.

Nucl. Phys., 15, No. 1 (1960)

Cross W., Jarvis R., 155—165. Рассеяние нейтронов с энергией 14,6 *Мэв* Mg, Ca, Cd, Ta и Bi.

Nucl. Phys., 15, No. 2 (1960)

Preiss I., Fink R., 326—336. Новые изотопы кобальта; сечения активации никеля, кобальта и цинка нейтронами с энергией 14,8 *Мэв*.

Everling F. et al., 342—355. Атомные массы ядер с $A \leqq 70$.

Nucl. Sci. and Engng, 7, No. 2 (1960)

Campise A., 104—110. Точность S_n-метода при вычислениях распределения нейтронов в элементарной ячейке.

Blue E., Flatt H., 127—132. Сходимость S_n-метода для систем на тепловых нейтронах.

Schiff D., Ziering S., 172—183. Метод моментов.

Simpson O. et al., 187—192. Полные сечения U^{233} U^{235} нейтронами с энергией 0,02—0,08 эв.

Schmunk R. et al., 193—197. Полные сечения титана, ванадия, иттрия и вольфрама.

Nuova Technika, No. 4 (1960)

— — 179—180. Чехословацкий циклотрон.

Nuovo Cimento, XV, N. 2 (1960)

Baños A., Vernon R., 269—288. Волны с большой амплитудой в плазме без столкновений.

Philos. Mag., 4, No. 48 (1959)

Hare A., 1305—1310. Влияние вязкости на стабильность несжимаемых магнито-гидродинамических систем.

Kothari L., 1325—1338. Рассеяние тепловых нейтронов в алюминии.

Phys. Rev., 115, No. 1 (1959)

Sterheimer R., 137—142. Соотношения пробег—энергия для протонов в Be, C, Al, Pb и воздухе.

Phys. Rev., 115, No. 2 (1959)

Dreicer N., 227—237. Убегающие электроны и ионы в полностью ионизованном газе. Ч. I.

Phys. Rev. 115, No. 3 (1959)

Baranger M., Mozer B., 521—525. Распределение электрического поля в ионизованном газе.

Phys. Rev. Letters, 3, No. 7 (1959)

Tuck J., 313—316. Проникновение струи плазмы в магнитные поля и энтропийный захват в консервативную систему.

Phys. Rev. Letters, 4, No. 3 (1960)

Haaland C., 111—112. Удержание заряженных частиц плоскими электромагнитными волнами в свободном пространстве.

Phys. Rev. Letters, 4, No. 4 (1960)

Post R. et al., 166—170. Стабильное удержание высокотемпературной плазмы.

Prog. Theor. Phys., 22, No. 6 (1959)

Morita T., 757—774. Уравнение состояния высокотемпературой плазмы.

II. ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

Теория и расчет ядерных реакторов. Реакторостроение. Эксплуатация ядерных реакторов и атомных электростанций

Вестн. АН СССР, XXX, № 3 (1960)

Ананьев Е. П., 3—12. Вопросы атомной энергетики.

Пром. стр-во, № 2 (1960)

Комаровский А. Н., 34—38. Об использовании предварительно напряженного железобетона при сооружении ядерных реакторов.

Теплоэнергетика, 7, № 3 (1960)

Кессельман П. М., 83—86. О термодинамическом подобии простой и тяжелой воды.

Теплоэнергетика, 7, № 4 (1960)

Калафати Д. Д., 74—81. Оптимальная температура регенеративного подогрева воды на атомных электростанциях.

Atomkernenergie 5, H. 2 (1960)

Clauss J., 41—52. К расчету коэффициентов горячего канала ядерного реактора.

Radaj D., 53—57. Проблема граничных условий при расчете теплового напряжения в реакторных баках высокого давления.

Meyer-Jungnick W., 58—66. Применение алюминия в реакторостроении.

Kliefoth W., 66—73. Ядерные реакторы для судов.

Atomkernenergie, 5, H. 3 (1960)

Balz W., Schwarzwälder R., 86—91. Расчет циркуляции в кипящем реакторе.

Kliefoth W., 92—99. Американские работы над проектами реакторов с шаровыми тепловыделяющими элементами.

Atomwirtschaft, V, H. 2 (1960)

Schmidt-Amelung K., 48—52. О перспективах применения атомной энергии.

Energia Nucl., 7, No. 2 (1960)

Surdo C., 88—94. Некоторые теоретические вопросы кинетики реакторов с циркуляцией горючего.

Energia Nucl., 7, No. 3 (1960)

Casagrande I., Villani S., 141—158. Развитие графито-газовых реакторов в Великобритании.

Soldaini G., 159—168. Исследования в США по охлаждению ядерных реакторов пароводяной смесью.

Casagrande I., 175—191. Расчет тепловыделяющего элемента из металлического урана, охлаждаемого влажным паром.

Bonalumi R. et al., 192—209. Расчет критического размера ядерного реактора с тяжеловодным замедлителем и охлаждением влажным паром.

Industries Atomiques, IV, No. 1—2 (1960)

Trioulaire M., 57—63, 65—70. Характеристики

бассейновых реакторов.

Kumleben G., 83—88. Обзор развития ядерных реакторов.

Sevette P., 89—112. Роль атомной энергии в энергетическом балансе будущего.

Jaderná Energie, VI, No. 3 (1960)

Margulova T., Šterman L., 74—79. Пути повышения экономичности атомных электростанций с графито-газовыми реакторами.

Jaderná Energie, VI, No. 4 (1960)

Sterman L., Bohal L., 110—115. Выбор оптимального теплового экономического режима для первой чехословацкой атомной электростанций.

Podešt M., Zvara I., 120—124. Водяные реакторы с горючим в виде суспензии.

Kerntechnik, 2, H. 3 (1960)

Mardus G., 98—100. Практические рмсчеты в ядерной технике.

Nucl. Energy, 14, No. 142 (1960)

— — 109—112. Применение электрического нагрева на атомной электростанции.

Lottes P. et al., 116—121. Экспериментальные исследования естественной циркуляции в кипящих реакторах.

Nucl. Energy, 14, No. 143 (1960)

— — 152—153. Новый английский исследовательский реактор «Консорт».

Lottes P. et al., 156—159. Экспериментальное исследование естественной циркуляции в кипящих реакторах.

— — 166—169. Оборудование для перегрузки горючего атомной электростанции в Беркли.

— — 170—171. Реактор «Янус» для биологических исследований.

Nucl. Engng, 5, No. 46 (1960)

Eltham B., Hicks E., 96—98. Критерии безопасности для исследовательских реакторов малой мощности.

— — 99—104. Исследовательские реакторы. Обзор современных конструкций. Часть 1.

Hall W. et al., 105—111. Требования, предъявляемые университетами к исследовательским реакторам.

Burgess H., 113—115. Ядерная, техника в ФРГ.

Livesley R., 116—119. Решетки для графитовых блоков в ядерном реакторе.

French P., 120—122. Векторная диаграмма распределения температуры в каналах реактора.

— — 123—128. Сводка кратких данных реакторов стран мира.

Nucl. Engng, 5, No. 47 (1960)

— — 150—153. Проектирование и строительство высокотемпературного реактора нулевой мощности HERO.

— — 154—159. Исследовательские ядерные реакторы. Обзор современных конструкций. Часть 2.

Eldred V. et al., 160—163. Изменения, возникающие в тепловыделяющих элементах колдерхоллского типа под действие облучения.

— — 164—168. Оборудование для перегрузки горючего в реакторе в Беркли.

Neumann J., 169, 171. Обеспечение безопасности на атомных торговых судах.

— — 170. Проблемы безопасности при проектировании и постройке атомных судов.

— — 172—173. Проект высокотемпературного газового реактора.

— — 173. Проект судового реактора с газовой турбиной.

— — 176—177. Завод по обработке бериллия.

Nucl. Sci. and Engng, 7, No. 2 (1960)

Finn B., Wade J., 93—96. Загрязнение обычной водой решеток стержней из природного урана в тяжеловодных реакторах.

Busch J. et al., 97—103. Термические напряжения в патрубках корпусов ядерного реактора.

Lewins J., 122—126. Использование времени генерации в уравнениях, описывающих кинетику реактора.

Mack R., Zweifel P., 144—146. Расчет замедления нейтронов в тяжелой воде методом Грелинга—Гоертцеля.

Rude P., Nelson A., 156—161. Статистический анализ коэффициентов неравномерности.

Rothenotein W., 162—171. Вероятность столкновения и резонансные интегралы для решеток.

Donahue D. et al., 184—186. Сечение поглощения меди для тепловых нейтронов.

Nucleonics, 18, No. 3 (1960)

Balligand P., 82—85. Аварии реакторов в Сакле.

— — 108, 110. Тепловыделяющие элементы для реактора с перегревом пара.

III. ЯДЕРНОЕ ГОРЮЧЕЕ И МАТЕРИАЛЫ

Ядерная геология и первичная технология. Ядерная металлургия и вторичная технология. Химия ядерных материалов

Вести. Ленингр. ун-та, 4, серия физ. и хим., вып. 1 (1960)

Зайдель А. Н. и др., 48—59. Спектральное определение редкоземельных элементов, выделяемых из горных пород.

Геохимия, № 1 (1960)

Орджоникидзе К. Г., 37—44. Относительная распространенность изотопов лития в урановых минералах и метеоритах.

Докл. АН СССР, 131, № 1 (1960)

Плаксин И. Н., Старчик Л. П., 85—86. Разделение минералов в потоке ионов, созданных α-излучением.

Ж. неорганич. хим., 5, вып. 2 (1960)

Маслова Г. Б. и др., 359—365. Разделение некоторых радиоактивных редкоземельных элементов хроматографическим методом.

Су Чан, Ши И-и, 372—380. Исследование состава и свойств карбонатных соединений трехвале-

нтного церия.

Павловская М. П., Рейбель И. М., 393—395. Комплексообразование иона уранила с 8-оксихинолином.

Вдовенко В. М., Кривохатский А. С., 494—497. Об экстракционной способности смешанных растворителей.

Петров К. А. и др., 498—502. Алкилфосфонаты, дифосфонаты и окиси фосфинов как экстрагенты.

Ж. физ. хим., 34, вып. 1 (1960)

Вдовенко В. М., Суглобов Д. Н., 51—56. Изучение растворов солей уранила в органических растворителях при помощи инфракрасных спектров поглощения. Спектры координационно связанной воды в гидратах уранилнитрата в области частот валентных колебаний.

Мурин А. Н., 231—233. К вопросу о коэффициенте использования различных методов разделения изотопов.

Радиохимия, 11, вып. 1 (1960)

Николаев А. В. и др., 3—5. Экстракция суммы радиоактивных изотопов эфирами бутилфосфиновых кислот.

Шевченко В. Б., Федоров И. А., 6—12. Влияние температуры на экстракцию нитратов уранила, плутония, рутения и циркония трибутилфосфатом.

Адамский Н. М. и др., 13—19. Влияние температуры на экстракцию азотной кислоты трибутилфосфатом.

Вдовенко В. М. и др., 24—31. Структура гексагидрата уранилнитрата.

Гуревич А. М. и др., 32—43. Спектрофотометрическое исследование системы $UO_2(NO_3)_2$—ROH—H_2O_2—H_2O.

Константинов Б. П. и др., 44—49. Разделение радия и бария при обмене между амальгамой и раствором.

Константинов Б. П. и др., 50—56. Разделение радия и бария при электролизе на ртутном катоде.

Шведов В. П., Фу И-бей, 57—64. Выделение радиоактивных изотопов на ртутном катоде. 1. Изучение электрохимического поведения европия.

Шведов В. П., Степанов А. В., 65—67. Разделение редкоземельных элементов методом непрерывного электрофореза. II. Разделение с помощью этилендиаминтетрауксусной кислоты.

Гринберг А. А. и др., 78—82. Определение величины заряда многоядерных комплексных ионов рутения методом ионного обмена.

Исабаев Е. А. и др., 94—97. Изотопный состав урана природных объектов.

Исабаев Е. А. и др., 98—103. Исследование актиния в природных объектах.

Усп. химии, XXIX, вып. 2 (1960).

Зозуля А. П., Пешкова В. М., 234—268. Исследования комплексообразования в растворах методом распределения.

Atompraxis, 6, H. 2 (1960)

Getoff N., 41—43. Усовершенствованный метод флюометрического определения урана.

Canad. J. Chem., 38, No. 3 (1960)

Santry D., Yaffe L., 421—438. Абсолютный выход продуктов деления U^{233} тепловыми нейтронами.

Weidmann G., 459—464. Разделение смесей некоторых тяжелых металлов методами экстракции и хроматографии на бумаге.

Santry D., Yaffe L., 464—466. Выход Ba^{140} при делении U^{233} тепловыми нейтронами.

Canad. Mining J., 81, No. 2 (1960)

Griffith J., 135—137. Производство урана в Канаде.

Energia Nucl., 7, No. 2 (1960)

— — 77—87. Завод по производству металлического урана в Спрингфильде и программа развития атомной промышленности в Великобритании.

Perona G. et al., 111—120. Диффузионная сварка урана и циркалоя-2.

Energia Nucl., 7, No. 3 (1960)

Vogliotti F., 169—174. Быстрый метод спектрофотометрического определения урана.

Habashi F., 210. Извлечение урана при термической обработке фосфатов.

Industries Atomiques, IV, No. 1—2 (1960)

Gérard F., 76—80. Обзор развития химических и ядерных наук.

J. Inorg. and Nucl. Chem., 12, Nos. 1/2 (1960)

Harbottle G., 6—7. Период полураспада Tl^{204}, RaD и Bi^{207}.

Moeller T., Horwitz E., 49—59. Исследование редкоземельных элементов. LXX. Некоторые характеристики комплексных соединений ЭДТА, гидрокси-ЭДТА и 1,2-циклогексантетрауксусной кислоты.

Peppard D. et al., 60—70. Получение, физические свойства и инфракрасные спектры некоторых органофосфонатов.

Bradley D. et al., 71—78. Соединения шестивалентного урана I. Уранилалкоксиды и уранилгексаалкоксиды.

Hefley J. et al., 84—89. Получение, сохранение и разделение UCl_4 и UO_2Cl_2 в воде, этиловом спирте и их смесях.

Smit J. et al., 95—103. Катионообменные свойства аммонийных солей гетерополикислот.

Smit J. et al., 104—112. Катионный обмен на фосфоромолибдате аммония. I. Щелочные металлы.

Borchardt H., 113—121. Исследование реакций соединений урана.

Siekierski S., 129—135. Экстракция трибутилфосфатом из растворов хлорной кислоты. I. Коэффициенты распределения циркония, тория, церия, прометия и иттрия.

Best G. et al., 136—140. Трибутилфосфат как экстрагент для неорганических нитратов. VII. Нитраты трехвалентных актинидов.

Peppard D. et al., 141—148. Использование эфиров фосфорной кислоты для экстракционного

выделения некоторых трансплутониевых элементов.

Grdenić D., 149—153. Комплексы четырехвалентного урана с диалкилпирофосфорной кислотой.

Taube M., 174—180. Влияние полярности разбавителя на экстракцию комплексов плутония органическими веществами.

Kennedy J., Davies R., 193—198. Поглощение неорганических солей анионитами из органических растворителей.

J, Mines, Metals, Fuels, VII, No. 11 (1959)

Chakravarti P., 1—8. Исследования по извлечению двуокиси циркония из траванкорского циркона. Ч. 1. Извлечение циркония в виде фтороцирконата калия.

Mem. Scient. Rev. Metall., 57, No. 1 (1960)

Ball J. et al., 49—56. Определение физических свойств металлического плутония.

Nucl. Energy, 14, No. 143 (1960)

Jost P., Bye W., 160—161. Смазочные материалы для ядерной техники.

Nucl. Sci. and Engng, 7, No. 2 (1960)

Rough F. et al., 111—121. Облучение монокарбида урана.

Nucleonics, 18, No. 3 (1960)

Rough F., Dickerson R., 74—77. Монокарбид урана как горючее для реакторов.

Sarkes L., MacKinnon N., 107. Определение обогащения урана методом гамма-спектрометрии.

Maley L., 126, 128. Уравновешенные ионизационные камеры для точного анализа газов.

IV. ЗАЩИТА ОТ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Радиобиология и радиационная гигиена. Теория и техника. Приборная техника

Безопасность труда в пром-сти, № 3 (1960)

Сребродольский Д. М., Коржев А. А., 18—19. Приспособление для безопасного производства радиоактивного каротажа.

Гигиена и санитария, 25, № 2 (1960)

Березина Т. А., Голиков В. Я., 12—14. Методы очистки сточных вод лечебных учреждений от радиоактивного йода.

Доливо- Добровольский Л. Б. и др., 15—18. Данные о дезактивации городских сточных вод на станциях биологической очистки.

Орешко В. Ф., Новиков Ю. В., 64—70. Загрязнения атмосферного воздуха радиоактивными веществами.

Новиков Ю. В., 71—78. Вопросы радиационной безопасности в Англии.

Глузман М. А., 79—83. К вопросу о методике определения радиоактивности аэрозолей воздуха аспирационным методом.

Свидерская Т. А. и др., 27—34. Использование ультрафиолетового излучения различного спектрального состава для уменьшения последствий лучевого повреждения.

Дубровина З. В., Кацапов В. И., 44—48. Определение концентрации радиоактивных аэрозолей аспирационным методом.

Алферов М. В., Туркин А. Д., 49—50. К вопросу измерения дозы тепловых нейтронов методом активации.

Изв. АН СССР, серия геофиз., № 2 (1960)

Воскобойников Г. М., 263—270. К теории интерпретации данных гамма-каротажа в слоистых средах.

Мед. радиология, 5, № 2 (1960)

Простякова В. И. и др., 62—66. Условия труда при каротажных работах с нейтронными источниками.

Радиохимия, 11, вып. 1 (1960)

Золотавин В. Л., Пономарева Л. К., 104—106. Определение радиоактивного стронция в водах открытых водоемов.

Arkiv Fys., 16, H. 4 (1960)

Björnerstedt R., Löw K., 293—313. Радиоактивные поражения от продуктов деления и радиоактивных осадков, II. γ-излучение радиоактивных осадков.

Björnerstedt R., Löw K., 315—319. Выпадение β-активности в осадках.

Atomkernenergie, 5, H. 3 (1960)

Jaeger Th., 100—107. Защита энергетических реакторов.

Atompraxis, 6, H. 2 (1960)

Sverak L., 43—50. Применение радиоактивных индикаторов при исследовании фитопатогенных вирусов.

Dreiheller H., Graul E., 59—65. Нерешенные проблемы радиобиологии и сравнительный метод исследования излучений.

Atompraxis, 6, H. 3 (1960)

Jahn W., 82—87. Поглощающие свойства защитных стекол. Часть I.

Ebert. H., 88—91. Эффективность применения эквивалента свинца для определения защитного действия материалов от γ-излучения.

Götte H., 99—107. Защита от излучений при работе с открытыми радиоактивными материалами.

Atomwirtschaft, V, H. 2 (1960)

Somer E., 63—66. Гамма-радиометрическое исследование защиты реактора.

Fink K., Woitschach J., 67—71. Бетатронная гамма-дефектоскопия тепловой защиты реактора.

Energia Nucl., 7, No. 2 (1960)

Fossati F., 95—98. Единицы измерения ионизирующих излучений.

Lonati R., Tonolini F., 107—110. Исследование α-радиоактивности почвы и биологических веществ методом α-спектроскопии.

Jaderná Energie, VI, No. 3 (1960)

Spurný Z., 83—88. Обзор дозиметрических методов.

Rálková J., 89—93. Измерение радиоактивности воды.

Kepák F., Starčuk Z., 94—95. Фильтрация аэрозолей через волокнистые фильтры.

Kerntechnik, 2, H. 3 (1960)

Robert G., 81—89. Система защиты экспериментального реактора в Гестгахте.

Helmberger H., Dietz W., 90—91. Прибор маркировки времени для упрощения определения периода полураспада с помощью счетчиков.

Oberhofer M., Kienle P., 95—97. Защита от излучения на реакторах и атомных предприятиях.

— — 100—101. Первая научная конференция по обработке радиоактивных отходов в Монако, ноябрь 1959 г.

Nucl. Sci. and Engng, 7, No. 2 (1960)

Watkins J. et al., 133—143. Возможность захоронения радиоактивных отходов в скалах.

Porges K., Klippert Th., 147—155. Широкодиапазонный детектор нейтронов и контрольный прибор.

Nucleonics, 18, No. 3 (1960)

Nisle R., 86—87. Номограммы для определения поглощения нейтронов.

Schulman J. et al., 92, 95—96, 98, 100—102. Термолюминесцентный дозиметр.

French R., 114, 116. Расчет спектра γ-излучения из реактора.

French R., Eggen J., 117—118, 120. Спектр быстрых нейтронов и гамма-лучей в бассейновом реакторе.

Nuova Technika, No. 2 (1960)

Šilar J., 64—68. Сцинтилляционные детекторы и их применение.

V. РАДИОАКТИВНЫЕ И СТАБИЛЬНЫЕ ИЗОТОПЫ

Метод меченых атомов. Использование радиоактивных излучений. Непосредственное преобразование атомной энергии в электрическую

Автом. и телемех., 21, No. 2 (1960)

Васильев А. Г. и др., 245—253. Критерии надежности автоматических релейных устройств с радиоактивными излучателями.

Вести. АН СССР, XXX, No. 3 (1960)

Шумиловский Н. Н., Мельтцер Л. В., 42—46. Развитие автоматических методов контроля с использованием ядерных излучений.

Atomwirtschaft, V, H. 2 (1960)

Erichsen L., 72—74. Строительные и конструкционные материалы для лаборатории изотопов.

Bonhoff R., 75—76. Применение радиоактивных изотопов в 1959 г.

Chem. and Process Engng, 41, No. 3 (1960)

Mellish C., 83—86. Применение радиоактивных изотопов в химической промышленности.

— — 87. Использование радиоактивного изотопа для контроля влажности.

Reynolds J., 88. Промышленная радиография.

Contemp. Phys., 1, No. 1 (1959)

Wilson E., Hughes J., 62—69. Источники света с использованием радиоактивных изотопов.

Kernenergie, 3, H. 2 (1960)

Koch H., 109—116. Конструкционные материалы для изотопных лабораторий.

Kerntechnik, 2, H. 3 (1960)

Meissner J., 91—95. Применение радиоактивных изотопов в биологии и медицине. Часть I.

Nucl. Energy, 14, No. 142 (1960)

— — 125—128. Использование радиоактивности в метеорологических исследованиях.

Nucl. Energy, 14, No. 143 (1960)

Paulsen F., 163—165. Применение ионизирующих излучений в химической промышленности.

Nucleonics, 18, No. 3 (1960)

Karpov V. et al., 88—90. Влияние облучения на дерево и полимеры.

— — 124. Использование обратного рассеяния β-частиц для измерения высоты.

Ely R., Pier J., 130, 132—133. Определение эффективности фильтров воздушных компрессоров с помощью меченых атомов.

Research, XIII, No. 4 (1960)

Powell D., Bridges B., 151—157. Применение ионизирующих излучений для стерилизации фармацевтических продуктов и медикаментов.



征求譯者簡約

1. 本編委会征求俄、英、德、法、日等文种的譯者，譯文內容包括原子能科学技术有关的資料和新聞报导.
2. 凡愿参加翻譯者請来信联系，注明眞名、专业、翻譯文种、工作机关及詳細通信地址.
3. 凡向"原子能譯丛"杂誌推荐的譯文选题，在未与本編輯部联系前，請勿开譯，以免重譯或选材不合本刊要求. 选題須注明来源和內容摘要.
4. 譯稿經采用后酌致稿酬.
5. 惠件請寄"北京市邮局 287 信箱 1 号".

中国科学院原子核科学委員会編輯委員会

原 子 能（月刊）

編輯者	中国科学院原子核科学委員会編輯委員会（北京市邮局 287 信箱 1 号）
出版者	科学出版社
印刷者	中国科学院印刷厂
总发行处	北京市邮局
訂購处	全国各地邮电局
代訂零售处	全国各地新华书店 科学出版社各地門市部

（京）1—3,155　1960 年 11 月 5 日出版　延至 1961 年 3 月上旬出版

本刊代号：2—212

定价：1.10 元